

Constantin PĂPUȘOI

PROPRIETATI MAGNETICE
ALE CORPULUI SOLID SI
FENOMENE DE
REZONANTA MAGNETICA

Facultatea de Fizica

www.phys.uaic.ro

Universitatea “Alexandru Ioan Cuza”

IASI, 1987

CUPRINSUL

Secțiunea I FEROMAGNETISMUL

CAPITOLUL I. ASPECTE FENOMENOLOGICE MACROSCOPICE

- 1.1. Proprietăți generale ale substanțelor feromagnetice 4
- 1.2. Magnetismul tehnic 9
 - 1.2.1. Curbele de magnetizare 11. Curba de primă magnetizare. Legea apropierei de saturație. Curba de magnetizare ideală
 - 1.2.2. Histerezis magnetic 19. Ciclul de histerezis. Remanența magnetică. Câmpul coercitiv. Pierderi de puteri prin histerezis. Legea lui Rayleigh. Fenomenul de reptăție. Histerezis de rotație.
 - 1.2.3. Permeabilitatea și susceptibilitatea magnetică 37. Permeabilitatea relativă, inițială, maximă, diferențială, reversibilă. Susceptibilitatea magnetică.
 - 1.2.4. Magnetizarea substanțelor feromagnetice în câmp magnetic alternativ 45. Definiții. Magnetizarea în domeniul lui Rayleigh.
 - 1.2.5. Efectul formei eșantionului asupra curbelor de magnetizare 52.
- 1.3. Interacțiuni magnetice termice 53
 - 1.3.1. Modificarea curbelor de magnetizare în funcție de temperatură 53. Porțiunea de saturație. Porțiunea inițială. Variația termică a magnetizării, a permeabilității și a câmpului coercitiv.
 - 1.3.2. Temperatura Curie feromagnetică și temperatura Curie paramagnetică 56
 - 1.3.3. Anomalii ale variației termice a proprietăților magnetice la temperatura Curie 58: Anomalia căldurii specifice. Efectul magnetocaloric. Anomalia dilatării termice a solidelor feromagnetice. Anomalia rezistivității electrice. Magnetismul termoremanent.
- 1.4. Interacțiuni magneto-elastice 77
 - 1.4.1. Efectul tratamentului mecanic 78. Efectul tensiunilor. Efectul laminării la rece. Efectul vibrațiilor.
 - 1.4.2. Fenomenul de magnetostricțiune 81.
- 1.5. Premiza pentru integrarea fenomenelor observate în teoria magnetismului. Ipotezele lui Weiss. 85
- Bibliografie Capitolul I 90

CAPITOLUL II. NATURA MOMENTELOR MAGNETICE ELEMENTARE ÎN SOLIDELE FEROMAGNETICE

- 2.1. Generalități 92
- 2.2. Efecte giromagnetice 97
 - 2.2.1. Efect Maxwell. Moment cinetic intern datorat magnetizării solidului 97
 - 2.2.2. Efect Einstein - De Haas rotația datorată magnetizării 100s Metoda balistică. Metoda de rezonanță. Metoda de zero.
 - 2.2.3. Efect Barnett magnetizare datorată rotației 111. Metoda inductometrică. Metoda magnetometrică
- 2.3. Fenomenul de rezonanță magnetică în substanțele feromagnetice 118
 - 2.3.1. Principiul metodei de rezonanță 118
 - 2.3.2. Rezonanța în solide feromagnetice izotrope 120. Efectul câmpului demagnetizant.
- 2.4. Concluzii generale
- Bibliografie Capitolul II

CAPITOLUL III. TEORIA FEROMAGNETISMULUI

- 3.1. Natura interacțiunilor dintre momentele magnetice elementare din domeniile feromagnetice
- 3.2. Teoria feromagnetismului în aproximația câmpului molecular
 - 3.2.1. Câmpul molecular 131
 - 3.2.2. Teoria lui Weiss 133.. Independența magnetizării spontane de câmpul magnetic exterior. Variația termică a magnetizării spontane. Comportarea paramagnetice.
 - 3.2.3. Aspectul termodinamic al teoriei câmpului molecular 144. Discontinuitatea căldurii specifice la Efectul magnetocaloric.
 - 3.2.4. Concluzii 151
- 3.3. Teoria cuantică a magnetizării spontane 152
 - 3.3.1. Feromagnetismul în aproximația interacțiunilor de schimb electronic 153. Molecula de hidrogen și energia de schimb. Modulul lui Heisenberg-Dirac. Corelația dintre integrala de schimb și câmpul molecular. Modele care folosesc conceptul de câmp magnetic efectiv.
 - 3.3.2. Feromagnetismul în modelul undelor de spin. Modelul vectorial 173. Generalități. Fundamentele teoriei undelor de spin. Variația termică a magnetizării spontane la temperaturi joase.
 - 3.3.3. Alte modele ale feromagnetismului 183
- Bibliografie Capitolul III 186

CAPITOLUL IV. PRINCIPALELE FORME DE INTERACȚIUNE ÎN CRISTALE FEROMAGNETICE ȘI CONDIȚIA DE STABILITATE A STĂRII FEROMAGNETICE

- 4.1. Generalități privind interacțiunile din cristale și originea structurilor de domenii magnetice 187
- 4.2. Energia magnetocristalină 192
 - 4.2.1. Structura cristalelor feromagnetice 142
 - 4.2.2. Curbele de magnetizare a monocristalelor. Anizotropia feromagnetica 196
 - 4.2.3. Energia de anizotropie magnetocristalină 199. Originea anizotropiei magnetocristaline. Expresia energiei în cazul cristalelor cubice și în cazul cristalelor uniaxiale. Calculul curbei de magnetizare a monocristalului de fier. Determinarea constantelor de anizotropie magnetocristalină. Variația termică a constantelor de anizotropie
- 4.3. Energia de deformare magnetostrictivă 220
 - 4.3.1. Generalități, definiții 220
 - 4.3.2. Constantele de magnetostricțiune ale mono-cristalelor 224. Cazurile magnetostricțiunii izotrope și anizotrope
 - 4.3.3. Variația termică a magnetostricțiunii 229
- 4.4. Energia magnetoelastică 230
- 4.5. Energia magnetostatică. Energia câmpului demagnetizant 235
- 4.6. Energia câmpului magnetizant 237
- 4.7. Energia totală în cristalul feromagnetic și condiția de stabilitate feromagnetica 237
- 4.8. Energia pereților interdomenici 240
 - 4.8.1. Energia de schimb în regiunile nesaturate din cristalul feromagnetic. Formula lui Landau și Lifshitz 240
 - 4.8.2. Calculul energiei și al grosimii peretelui interdomenic 243
- Bibliografie Capitolul IV 247

CAPITOLUL V. STRUCTURI DE DOMENII MAGNETICE

- 5.1. Generalități privind structura de domenii 248
- 5.2. Metode de vizualizare a configurațiilor de domenii 249
 - 5.2.1. Tehnica pulberilor magnetice 250

5.2.2. Metode magnetooptice 254. Efect Faraday. Efect Kerr.
 5.2.3. Alte metode 255
 5.3. Calculul unor configurații de domenii 256
 5.3.1. Generalități 256
 5.3.2. Cazul cristalelor uniaxiale cu domenii deschise 257
 5.3.3. Cazul cristalelor uniaxiale cu domenii de închidere 260
 5.4. Structuri de domenii secundare 264
 5.5. Structuri de domenii în straturile subțiri feromagnetice
 5.5.1. Structuri de domenii bandă 270
 5.5.2. Domenii magnetice cilindrice 271. Condiția de stabilitate. Aplicații
 5.6. Structuri de monodomenii. Dimensiunea critică 281. Particule sferice 285. Particule aciculare 287
 Bibliografie Capitolul V

CAPITOLUL VI. TEORIA CURBELOR DE MAGNETIZĂRE ȘI A CICLULUI DE HISTEREZIS

6.1. Dinamica domeniilor în procesul magnetizării 290
 6.2. Teoria procesului de magnetizare prin deplasarea pereților 294
 6.2.1. Histerezis condiționat de procese de deplasare ireversibilă a pereților 298
 6.2.2. Câmpul coercitiv și permeabilitatea inițială în procese de deplasare 301. Efectul tensiunilor. Teoria lui Becker. Influența incluziunilor. Teoria Kersten. Efectul câmpului demagnetizant. Teoria Neel-Kondorskii
 6.2.3. Histerezis condiționat de creșterea germenilor de magnetizare 315. Câmpul de nucleație. Câmpul de propagare. Germeni de magnetizare înghețați. Efectul Barkhausen.
 6.3. Teoria procesului de demagnetizare prin rotația polarizației spontane 325
 6.3.1. Generalități 325
 6.3.2. Magnetizare prin rotație coerentă în cazul anizotropiei uniaxiale. Susceptibilitatea și câmpul coercitiv 327. Cazul energiei magnetocristaline dominante. Cazul energiei magnetoelastice. Energie magnetostatică.
 Bibliografie Capitolul VI 340

CAPITOLUL VII. PROPRIETĂȚI MAGNETICE ALE PARTICULELOR FINE ȘI ALE STRATURILOR SUBȚIRI FEROMAGNETICE

7.1. Proprietăți magnetice ale particulelor fine feromagnetice 341. Generalități 341
 7.1.2. Câmpul coercitiv al particulelor fine 342. Efectul anizotropiei. Efectul dimensiunii. Efectul rotației incoerente a magnetizației spontane.
 7.1.3. Diagramele lui Preisach 357. Funcția de distribuție a particulelor după valorile campurilor critice. Interpretarea proceselor de magnetizare pe diagrama lui Preisach. Interpretarea legilor lui Rayleigh
 7.1.4. Efectul fluctuațiilor termice asupra magnetizării particulelor fine 369. Timpul de relaxare al magnetizării particulei. Variația termică. Proprietățile magnetice ale unui ansamblu de particule cu timpi de relaxare diferiți. Diagramele lui Neel. Interpretarea proceselor de magnetizare remanentă pe baza diagramelor lui Neel. Fenomenul de vâscozitate magnetică.
 7.2. Proprietățile magnetice ale straturilor subțiri feromagnetice 384
 7.2.1. Generalități 384. Magnetizarea spontană. Structura de domenii. Anizotropia magnetică.
 7.2.2. Procese de magnetizare în păturile subțiri 387
 7.2.3. Efectul Procopiu 391
 Bibliografie Capitolul VII 397

Secțiunea a II-a ANTIFEROMAGNETISMUL

CAPITOLUL VIII. ASPECTE FENOMENOLOGICE ALE ANTIFEROMAGNETISMULUI

- 8.1. Variația termică discontinuă a susceptibilității magnetice 399
- 8.2. Discontinuitatea proprietăților fizice la temperatura Neel 400
- 8.3. Structura substanțelor antiferomagnetice 401
- 8.4. Anizotropia monocristalelor antiferomagnetice 404

CAPITOLUL IX. TEORIA ANTIFEROMAGNETISMULUI

- 9.1. Antiferomagnetismul în aproximația câmpului molecular 406
- 9.2. Comportarea antiferomagnetizailor la temperaturi înalte în faza paramagnetică 408
- 9.3. Temperatura Nfel. Comportarea antiferomagnetică 411
- 9.4. Susceptibilitatea antiferomagnetică sub temperatura-Neel în câmpuri slabe 413
- 9.5. Susceptibilitatea în câmpuri puternice 416
- 9.6. Magnetismul 418

CAPITOLUL X. STRUCTURI ANTIFEROMAGNETICE

- 10.1. Structuri helimagnetice. Helimagnetism 420
 - 10.1.1. Aspecte fenomenologice 420
 - 10.1.2. Condiții de stabilitate a structurii helimagnetice 421
- 10.2. Feromagnetismul slab 423
 - 10.2.1. Aspecte fenomenologice 423
 - 10.2.2. Originea feromagnetismului slab 424
- Bibliografie Capitolele VIII, IX și X 427

Secțiunea a III-a

FERIMAGNETISMUL

CAPITOLUL XI. ASPECTE FENOMENOLOGICE ALE FERIMAGNETISMULUI

- 11.1. Structura cristalelor ferimagnetice 430
 - 11.1.1. Structura cristalină 430
 - 11.1.2. Structura de tip spinel 433
- 11.2. Proprietățile magnetice ale ferimagneticilor spinelici
 - 11.2.1. Structura magnetică. Magnetizația de saturație 438
 - 11.2.2. Variația termică a magnetizației spontane și a susceptibilității 443
- 11.3. Proprietățile magnetice ale oxizilor cu structura de granat 448

CAPITOLUL XII. TEORIA FERIMAGNETISMULUI

- 12.1. Ferimagnetismul în aproximația câmpului molecular 453
- 12.2. Comportarea ferimagneticilor la temperaturi înalte faza paramagnetică 455
- 12.3. Comportarea ferimagneticilor la temperaturi joase sub temperatura de ordonare TN 457
- 12.4. Ferimagnetismul triunghiular 466
- 12.5. Variația termică a magnetizației în cazul structurilor triunghiulare 474
- Bibliografie Capitolele XI și XII 483

UNIVERSITATEA "AL I CUZA" IAȘI
FACULTATEA DE MATEMATICĂ ȘI FIZICĂ
SECȚIA FIZICĂ

C. PĂPUȘOI

PROPRIETĂȚI MAGNETICE ALE CORPULUI SOLID
ȘI FENOMENE DE REZONANȚĂ MAGNETICĂ

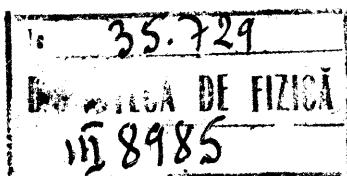
Partea a II-a

- Feromagnetism
- Antiferomagnetism
- Ferimagnetism



171395
B.C.U. - IASI

IAȘI
(1987)



În acord cu denumirea recentă a disciplinei optionale, "Proprietăți magnetice ale corpului solid și fenomene de rezonanță magnetică", pentru studenții din anul IV de la Facultatea de Fizică ieșeană, care au afinitate pentru fizica stării solide, am reținut în această Parte a II-a următoarele secțiuni esențiale, feromagnetismul, antiferomagnetismul, ferimagnetismul, integrând ca și în Partea I-a la locul potrivit și fenomenele de rezonanță magnetică în solide.

Intr-o manieră mai puțin conformistă, dar mai adecvată destinației acestui curs, am preferat să amorsăm prima secțiune cu o prezentare a aspectelor fenomenologice macroscopice ale feromagnetismului (Cap. I), puse în relief prin interacțiuni magnetostatice, magnetotermice, magnetoelastice (etc., pentru ca interpretarea termodinamică a efectelor observate în cadrul acestor interacțiuni să conducă la concluzia preexistenței domeniilor de magnetizare spontană în solidele feromagnetice. Apoi, după un studiu bazat pe efectele giromagnetice și de rezonanță magnetică, prin care rezolvăm problema naturii momentelor magnetice elementare responsabile de feromagnetism în aceste domenii spontane, (Cap.II), prezentăm teoriile feromagnetismului (Cap.III): Mai întâi teoria lui Weiss într-o formă retușată, dar nu denaturată, prin utilizarea statisticii cuantice în locul statisticii clasice, pentru a pune în evidență mai bine posibilitățile de interpretare fenomenologică pe care le-a oferit această teorie. După evidențierea limitelor teoriei lui Weiss, prezentăm teoriile cuantice ale magnetizării spontane, bazate pe interacțiunile de schimb electronic în modelul lui Heisenberg-Dirac apoi, modelul undelor de spin, pentru a sugera în final numai premisele altor modele printre care modelul de bandă al electronilor colectivizați din metale. Diferitele forme de energie liberă din cristalele feromagnetice, examinate și formulate matematic în Cap.IV, oferă posibilități de calcul și de previziune a diferitelor structuri de domenii

observate (Cap.V). Aici prezentăm și unele aplicații recente ale structurilor de domenii de bandă și cilindrice (bule magnetice) în tehnică, în particular în tehnica modernă de calcul. În Cap.VI examinăm dinamica domeniilor magnetice în câmpul magnetic pentru a ajunge la interpretarea curbelor de magnetizare și a faptelor experimentale descrise în Cap.I. Următorul capitol, VII, este alocat solidelor sub formă de straturi subțiri și de particule fine, în care relevăm rolul fluctuațiilor termice ale magnetizării, procesele de relaxare magnetică și magnetismul remanent cu diferite aplicații.

În următoarele două secțiuni, trecem în revistă aspectele fenomenologice teoretice și aplicative ale antiferomagnetismului, feromagnetismului și ale altor structuri magnetice complexe.

S-a urmărit ca fiecare capitol să derive din capitolul precedent pentru ca mare diversitate a faptelor experimentale și teoretice din domeniul magnetismului să apară în acest curs ca un ansamblu organic care să contribuie mai întâi la formarea studentului ca cercetător în domeniul magnetismului și apoi la informarea lui.

Autorul ține să exprime mulțumiri tehnicienilor Tomorug Elena pentru dactilografierea ireproșabilă a manuscrisului și Brătescu Mihai pentru executarea în tuș a figurilor explicative.

În speranța că nu numai studenții vor fi beneficiarii acestei lucrări, ne exprimăm anticipat recunoștința pentru toate observațiile și sugestiile profitabile.

Autorul,

I. FEROMAGNETISMUL

În literatura de specialitate referitoare la magnetismul solidelor, capul de afiș aparține incontestabil feromagnetismului. La originea numărului impresionant de studii și de memorii consacrate feromagnetismului se află, pe de o parte, o mare varietate de manifestare a fenomenelor magnetice în substanțele feromagnetice, și, pe de altă parte, o mare complexitate a problemei integrării în teorie a fenomenelor observate. Numeroase publicații sînt în relație directă cu pătrunderea spectaculoasă a aplicațiilor magnetismului în domeniile prioritare ale vieții materiale și spirituale a societății contemporane, implicînd energetica, transporturile, telecomunicațiile, tehnica de calcul și de automatizare, prospecțiunile magnetice etc. Rezultatele acestor investigații au amorsat noi orientări în domenii de cercetare dintre cele mai diferite: geologie (geomagnetism, paleomagnetism), arheologie (arheomagnetism) biologie (biomagnetism) etc. Se poate spune pe drept cuvînt că aplicațiile magnetismului fac parte, ca o componentă indispensabilă, din viața societății moderne, și că, prin rezultatele cercetărilor actuale de magnetism, fizica a reușit să accelereze sensibil procesul revoluției științifico-tehnice contemporane.

CAPITOLUL I

ASPECTE FENOMENOLOGICE MACROSCOPICE ALE FEROMAGNETISMULUI

1.1. Proprietăți generale ale substanțelor feromagnetice

1°. Substanțele feromagnetice sînt, în general, medii magnetice neliniare. Fenomenele magnetice care au loc în aceste medii pot fi descrise, utilizînd mărimile magnetice-vectoriale și scalare pe care le-am definit în capitolul I (Partea I)

- Inducția magnetică în mediul polarizat este dată de relația

$$(1.1) \quad \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \vec{H} + \vec{P}$$

în care \vec{H} reprezintă vectorul deplasării magnetice, \vec{M} vectorul magnetizării volumice (magnetizația), $\vec{P} = \mu_0 \vec{M}$ vectorul polarizării mediului (polarizația magnetică) și μ_0 permeabilitatea vidului ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m).

- Deplasarea magnetică

$$(1.2) \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} = \vec{h} + \vec{H}_0 = \vec{h} + \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \frac{\vec{B}}{\mu}$$

este suma vectorială a cîmpurilor magnetice \vec{h} și \vec{H}_0 , primul fiind datorat magnetizării substanței (cîmp ce derivă din potențialul magnetic scalar $\vec{h} = -\text{grad } V$), al doilea fiind cîmpul magnetic excitant ($\vec{H}_0 = \vec{B}_0/\mu_0$), produs de sistemul de curenți electrici exterior mediului feromagnetic studiat (cîmp ce derivă din potențialul-vector al acestor curenți $\mu_0 \vec{H}_0 = \text{rot } \vec{A}$).

În ultima variantă a acestor egalități (1.2) μ reprezintă permeabilitatea magnetică a mediului.

Dacă se consideră mediul feromagnetic ca o distribuție volumică de curenți, de densitate \vec{J} , acest mediu se supune relațiilor fundamentale ale magnetostaticii

$$(1.3) \quad \text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad \text{și} \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

- Magnetizarea volumică \vec{M} datorată inducției \vec{B} în mediul feromagnetic, se exprimă în funcție de \vec{B} sau de \vec{H} prin relațiile:

$$(1.4) \quad \vec{M} = \alpha \vec{B} = \left(\frac{1}{\mu_0} - \frac{1}{\mu} \right) \vec{B} = \left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H} = k \vec{H};$$

în care

$$(1.5) \quad k = \frac{\mu}{\mu_0} - 1 = \mu_r - 1$$

reprezintă susceptibilitatea magnetică (volumică) iar $\mu_r = \mu/\mu_0$ permeabilitatea magnetică relativă.

2°. Sub influența unei inducții magnetice exterioare \vec{B}_0 , substanțele feromagnetice se polarizează ca și substanțele paramagnetice în aceeași sens cu \vec{B} , dar intensitatea de magnetizare \vec{M} feromagnetică este enormă în raport cu cea paramagnetică. În timp ce, în cazul substanțelor paramagnetice susceptibilitatea k este de ordinul $+10^{-3}$, în cazul substanțelor feromagnetice se întîlnesc susceptibilități care pot să atingă valori de $+10^6$ deci de un miliard de ori mai mari decît în cazul paramagnetismului.

3°. O proprietate specifică substanțelor feromagnetice, care interpretează neliniaritatea proceselor de magnetizare a acestor medii, constă în faptul că factorul $\alpha = B/M$ din formula (1.4) și implicit, susceptibilitatea k și permeabilitatea μ depind nu numai de circumstanțele fizice în care are loc magnetizarea substanței (temperatură, presiune etc.), ca în cazul mediilor magnetice liniare (paramagnetice), dar depind

sensibil de \vec{H} , respectiv de \vec{B} : $k = k(H)$; $\mu = \mu(H)$.

Problema caracterizării magnetice a unei substanțe feromagnetice apare astfel complicată. În realitate ea este și mai complicată deoarece proprietățile magnetice, în particular k și μ depind încă și de istoria eșantionului sau de trecutul termic, mecanic și magnetic al eșantionului feromagnetic studiat. Fenomenologic, acest fapt se traduce, pe de o parte, prin aceea că:

a) Un eșantion feromagnetic dat, poate să prezinte proprietăți magnetice net diferite, dacă el a fost supus succesiv unui tratament termic variat: recoaceri la temperaturi diferite, răciri cu viteze diferite în atmosferă neutră, reducătoare sau oxidantă. Pe de altă parte

b) Proprietățile magnetice sînt sensibil influențate de tratamentul mecanic la care a fost supus eșantionul: comprimare, tensionare, torsionare, laminare etc. În plus,

c) Susceptibilitatea și permeabilitatea magnetică nu sînt funcții bine definite nici chiar de \vec{H} sau de \vec{B} ; mărimile k și μ nu-și recapătă aceleași valori dacă \vec{H} a fost obținut plecînd de la valori mici către valori mari (\vec{H} crescător) sau plecînd de la valori mari către valori mici (\vec{H} descrescător). Această complicație este în relație directă cu un fenomen de histerezis al magnetizării, caracteristic substanțelor feromagnetice, fenomen asupra căruia vom reveni în detalii mai la vale.

4°. Proprietățile magnetice ale unei substanțe feromagnetice date sînt considerabil diferite dacă aceasta se află sub forma de masiv, de pătură subțire sau de pulbere fină.

5°. Modificarea compoziției chimice a substanței se corelează strîns cu modificări considerabile ale proprietăților magnetice.

Dintre elementele Tabloului lui Mendeleev se disting numai nouă metale cu proprietăți feromagnetice; trei dintre acestea au subpătura electronică 3d incompletă, (Fe, Co, Ni) și șase au subpătura 4f incompletă (Gd, Dy, Tb, Ho, Er, Tm). Proprietăți feromagnetice posedă majoritatea aliajelor metalice ale acestor elemente și anumiți compuși. Există însă și excepții care pot să pară curioase: Anumite aliaje metalice, deși conțin elemente feromagnetice, nu posedă proprietăți feromagnetice; de exemplu aliajul cu compoziția 88% Fe; 12% Mn, sau aliajul cu 68% Fe și 32% Ni se comportă la temperatura ambiantă ca o substanță paramagnetică. Pe de altă parte, anumite aliaje, ca de exemplu aliajul Heussler cu 61,5% Cu, 23,5% Mn, 15% Al, sau aliajul numit silmanal (86,7% Ag, 8,8% Mn, 4,45% Al) sînt puternic feromagnetice cu toate că fiecare dintre constituenții în parte, nu posedă proprietăți feromagnetice.

6°. Substanțele feromagnetice sînt, în principal, solide cu structură cristalină. Nu există fluide feromagnetice. În ultimul timp se utilizează tot mai frecvent noțiunea de ferrofluide, care se referă la anumite fluide cu proprietăți feromagnetice, dar efectiv nu este vorba de un fluid feromagnetic, fluidul fiind doar un mediu neferomagnetic în care sînt dispersate particule foarte fine feromagnetice, cu structură cristalină. Așa cum vom preciza mai la vale, la originea proprietăților feromagnetice ale acestor substanțe cu structură cristalină se află o anumită stare de ordonare a momentelor magnetice elementare în volume relativ mici, nu-

mite domenii feromagnetice în care toate aceste momente elementare sînt paralele ca în schema din figura 1.1.a.

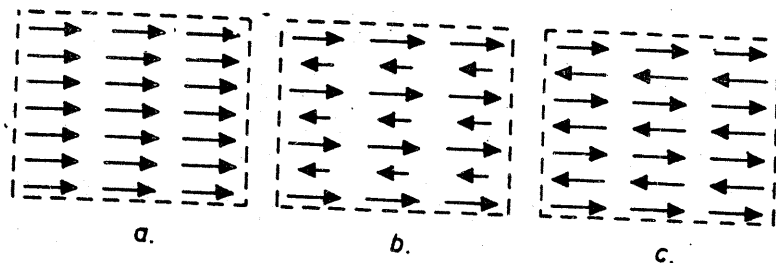


Fig. 1.1

Există o serie de substanțe solide cu structură cristalină numite ferimagnetice ale căror proprietăți magnetice prezintă multe analogii cu cele ale substanțelor feromagnetice. Particularitățile magnetice ale acestor substanțe au la origine de asemenea o stare ordonată a momentelor magnetice elementare, dar cu două subrețele în care momentele magnetice sînt antiparalele și inegale, ca în schema din figura 1.1.b.

O stare de ordonare a momentelor magnetice elementare; comparabilă cu cea a solidelor ferimagnetice, constînd de asemenea din două subrețele în care momentele magnetice sînt antiparalele dar egale (fig. 1.1.c), se află la originea unor proprietăți magnetice distincte ale unei categorii de substanțe cu structură cristalină, numite antiferomagnetice; aparent proprietățile acestora prezintă unele analogii cu cele ale substanțelor paramagnetice.

Există substanțe cristaline, numite granati, în care ordonarea momentelor magnetice elementare are loc în cel puțin trei subrețele distincte. În substanțele helimagnetice,

există o infinitate de rețele, în care vectorul magnetizării se roteste în jurul unei axe cînd se trece de la un plan rețicular la următorul. Distingem o altă categorie de substanțe,

în care capul de afiș este sesquioxidul de fier romboedric $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, (hematita) caracterizate printr-un feromagnetism slab, a cărui origine, diferită de cea a feromagneticilor ordinari, implică proprietăți magnetice particulare, care vor fi interpretate într-o manieră diferită.

În acest capitol I, ne vom referi numai la proprietățile magnetice ale substanțelor feromagnetice.

7°. Proprietățile feromagnetice se manifestă numai într-un domeniu de temperatură limitat; temperatura limită superioară se numește punct Curie, (T_C), și ea este variabilă în funcție de natura substanței feromagnetice. Deasupra acestei temperaturi T_C , magnetismul dispăre și substanța capătă proprietățile magnetice specifice paramagnetismului.

1.2. Proprietăți feromagnetice puse în relief prin interacțiunea substanței cu câmpul magnetic. Magnetismul tehnic

Proprietățile magnetice ale unei substanțe feromagnetice date, pot fi bine definite dacă se studiază dependența polarizației magnetice ($\vec{P} = \mu_0 \vec{M}$), respectiv, a inducției magnetice (\vec{B}) de intensitatea câmpului magnetizant (\vec{H}) și dependența consumului de energie în procesul remagnetizării substanței în câmp magnetizant periodic (sau a pierderilor de putere în substanța feromagnetică), de frecvența acestui câmp și de inducția magnetică \vec{B} .

Curbele $P = f(H)$, sau $B = f(H)$, se numesc curbe de

magnetizare. Pentru determinarea lor este necesar ca eșantionul din substanța feromagnetică dată, să fie, în prealabil, demagnetizat; cu alte cuvinte, momentele magnetice asociate purtătorilor elementari ai feromagnetismului substanței să fie orientate cu aceeași probabilitate în toate direcțiile posibile în eșantionul dat.

În principiu, o demagnetizare ideală poate fi realizată, încălzind eșantionul pînă la temperatura Curie T_C (sau la o temperatură mai înaltă decît T_C) și apoi răcindu-l pînă la temperatura ambiantă, în absența oricărui cîmp magnetic constant, oricît de slab. Un al doilea procedeu de demagnetizare mai comod, constă în a supune eșantionul, la temperatură constantă, în absența oricărui cîmp magnetic constant, acțiunii unui cîmp magnetic alternativ a cărui amplitudine descrește la zero. Sînt discontinuități, de la o valoare mai mare sau egală cu aceea a cîmpului necesar pentru a aduce substanța la saturație magnetică. Totodată este necesar ca frecvența cîmpului alternativ să nu fie prea mare, deoarece în cazul frecvențelor mari demagnetizarea poate să fie împiedicată de un efect de ecranare datorat curenților turbionari. Pentru demagnetizarea metalelor feromagnetice în condiții optime, este necesar să se utilizeze cîmpuri alternative de frecvență joasă, 5-10 Hz, iar viteza de descreștere a intensității acestui cîmp să nu fie mai mare de 1 - 2 % pe fiecare ciclu. În practică se utilizează adesea cîmpuri alternative cu frecvența de 50 Hz.

Strict vorbind, istoria magnetică a eșantionului demagnetizat prin cele două procedee fiind diferită, eșantionul se va afla în stări magnetice diferite: în primul caz (demagnetizare termică) se află într-o stare magnetică absolut nulă, în al doilea caz (demagnetizare în cîmp alternativ)

într-o stare magnetică nulă. Deosebirea dintre aceste două stări se traduce printr-o deosebire mai mult sau mai puțin sensibilă între curbele de magnetizare inițială determinate în ambele cazuri în condiții experimentale identice, pentru același eșantion.

1.2.1. Curbele de magnetizare

a°. Curba de primă magnetizare

Eșantionul feromagnetic, inițial demagnetizat, este supus acțiunii unui cîmp magnetic \vec{H} crescător monoton. Reprezentînd valorile magnetizației \vec{M} (respectiv ale polarizației magnetice $\vec{P} = \mu_0 \vec{M}$), sau ale inducției magnetice \vec{B} , în funcție de intensitatea cîmpului \vec{H} , se obține curba de primă magnetizare. Pentru a eluda efectul cîmpului demagnetizant asupra apariției acestor curbe, considerăm că eșantionul feromagnetic este sub formă de tor cu secțiune circulară (Fig. I.2). Pe

acest tor se înfășoară uniform, un fir care este parcurs de un curent electric de intensitate I .

Presupunînd că diametrul secțiunii circulare a torului, d , este mult mai mic decît dia-

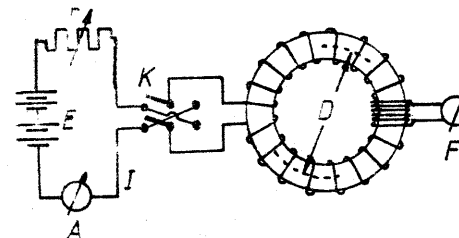


Fig. I.2

metrul D al circumferinței medii a torului ($d \ll D$), cîmpul magnetic H_0 produs de curentul I este dat de expresia $H_0 = \frac{n \cdot I}{2\pi D} = \frac{B_0}{\mu_0}$, în care n reprezintă numărul de spire pe unitatea de lungime a circumferinței medii, iar B_0 reprezintă inducția magnetică ce derivă din potențialul vector al curentului I .

Deoarece în acest caz nu există poli magnetici liberi în substanță, deplasarea magnetică \vec{H} , definită prin formula (1.2) este exact egală cu cîmpul magnetizant (sau cu excitația magnetică) \vec{H}_0 ; ($\vec{H} = \vec{H}_0 = \vec{B}_0 / \mu_0$). În consecință formula (1.1) capătă forma:

$$(1.6) \quad \mu_0 \vec{M} = \vec{B} - \vec{B}_0 = \vec{P}$$

Pentru a determina experimental curba $P = f(H)$, sau $M = f(H)$, se realizează, pe același tor, o înfășurare secundară, constând din N spire, fiecare de suprafață S , care este conectată la un fluxmetru (F). Plecînd de la starea de magnetizare nulă, în care $M = 0$, producem, succesiv, variații ale cîmpului \vec{H} cu cantități $\Delta \vec{H}$, corespunzînd creșterii curentului I cu ΔI . Inducția magnetică totală $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$, prin suprafața S a bobinei secundare crește cu $\Delta \vec{B}$, iar fluxul inducției magnetice $\Phi = NSB = NS(B_0 + P)$ crește cu $\Delta \Phi = NS \Delta B = NS(\Delta B + \Delta P)$. Fluxmetrul dă $\Delta \Phi$, iar S și N fiind cunoscute, se determină variațiile magnetizării

$$(1.7) \quad \mu_0 \Delta M = \Delta P = \frac{\Delta \Phi}{NS} - \mu_0 \Delta H$$

corespunzătoare variațiilor ΔH consecutive, care servesc la construirea curbei $M = f(H)$ (fig. I.3a) numită curbă de primă magnetizare. Alura acestei curbe indică o creștere, mai întâi lentă, apoi rapidă a magnetizării M , aceasta tinzînd către o asimptotă orizontală ce corespunde valorii M_s (respectiv $P_s = \mu_0 M_s$), numită magnetizația de saturație, respectiv, polarizație magnetică de saturație. Se va vedea mai departe că M_s este o funcție descrescătoare de temperatură care se anulează la temperatura Curie T_C .

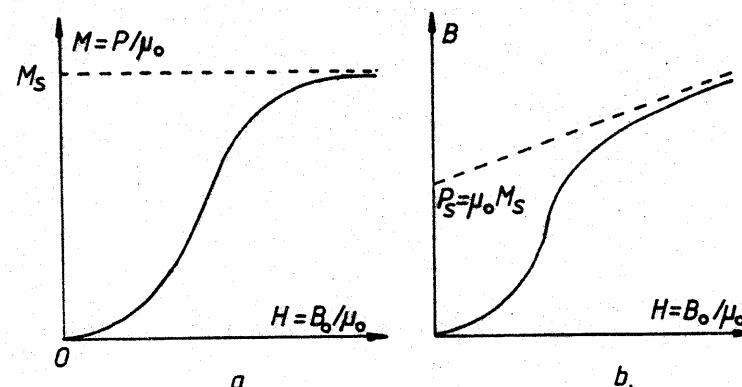


Fig. I.3

Strict vorbind, curba $M = f(B)$ ar avea o semnificație fizică mai completă decît curba $M = f(H)$ (fig. I.3a), deoarece magnetizarea substanței este datorată efectiv inducției B totale și nu numai lui H . Acest fapt, (examinat de noi în Partea I, cap. I § 1.6.3) implică necesitatea unei definiții mai riguroase a susceptibilității magnetice, de exemplu $K = M/B$, în loc de definiția uzuală $k = M/H$. De fapt în cazul curbelor $M = f(H)$, H nu este altceva decît B_0 raportat la o constantă (μ_0); în practică, se preferă B_0 în loc de B deoarece valorile lui B_0 sînt date primare, ele reprezentînd inducția magnetică produsă de curentul electric prin bobina magnetizantă. Totodată trebuie să observăm că, în practică, reprezentarea curbelor $M = f(B)$, deși mai riguroasă, nu prezintă avantajele reprezentării curbelor $M = f(H)$, deoarece curbele $M = f(B)$ au alura unei drepte care pleacă din origine pînă la un punct foarte apropiat de palierul de saturație, iar aceste drepte nu se pretează la o diferențiere grafică netă pentru diferite materiale feromagnetice. Alura variației inducției magnetice

B în funcție de H este reprezentată în figura (I.3b). Curba $B = f(H)$ se obține, așa cum rezultă din (1.1), adăugând la curba precedentă, $P = f(H)$, variația liniară $\mu_0 H$. Această curbă tinde asimptotic către dreapta înclinată, a cărei ecuație este $B = \mu_0(H + M_S)$ și care intersectează axa ordonatelor lor în punctul $(0, P_S)$ respectiv $(0, \mu_0 M_S)$ (fig. I.3b).

Curbele de primă magnetizare pentru substanțele feromagnetice clasice Fe, Co, Ni, sînt date în figura I.4. Curbele referitoare la Ca și Ni își inversează poziția relativă cînd se trece de la cîmpuri slabe la cîmpuri puternice. În figura I.5 sînt reportate curbele de primă magnetizare pentru cîteva aliaje feromagnetice de mare utilitate în electrotehnică.

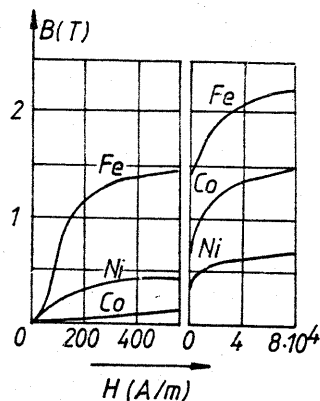


Fig. I.4

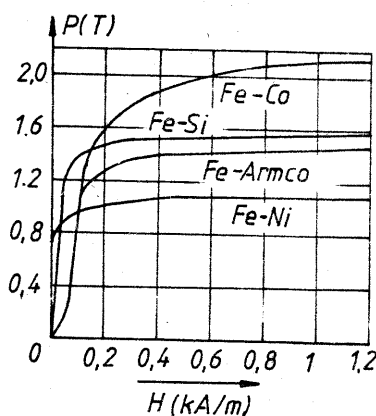


Fig. I.5

Valorile magnetizației de saturație M_S sînt dependente de temperatură. În tabelul 1.1 sînt date valorile lui M_S pentru substanțele feromagnetice tipice, la temperatura ambiantă (20°C). Sînt reportate de asemenea valorile magnetizației specifice de saturație, σ_S (momentul magnetic al unității de masă de substanță) la temperatura ambiantă și valorile σ_0 , obținute prin extrapolare pentru temperatura 0°K , determinate

mai recent cu precizie mai mare (H. Danan, A. Herr, A. J. P. Meyer, 1968). Cu aceste valori, s-a determinat numărul n_B de magnetoni Bohr-Procopiu, pe moleculă, după formula (3.32) din § 3.2.2:

$$n_B = \frac{M_{So}}{N \mu_B} \frac{A}{\delta} = \frac{\sigma_0 A}{N \mu_B}$$

în care A este masa molară, δ densitatea, μ_B magnetonul Bohr-Procopiu, N numărul lui Avogadro.

TABELUL 1.1

	T = 293 K			σ_0 (Am ² /kg)	n_B (μ_B)	T_C (K)
	σ_S (Am ² /kg)	M_S (kA/m)	$P_S = \mu_0 M_S$ (T)			
Fe	218	1714	2,16	221,7	2,216	1043
Co	161	1422	1,79	162,5	1,715	1394
Ni	54,4	484	0,61	58,5	0,615	631
Gd	0	0	0	253,5	7,55	293
Tb	0	0	0	173,5	9,24	223
Dy	0	0	0	235	10,2	87
Ho	0	0	0	290	10,34	20

În tabel sînt trecute și valorile temperaturii Curie feromagnetice, T_C , pentru aceste substanțe.

b. Legea apropierei de saturația magnetică

Se poate reprezenta porțiunea superioară a curbelor de magnetizare experimentale, corespunzătoare cîmpurilor care aduc substanța la saturație (fig. I.5), printr-o funcție de forma:

$$(1.8) \quad M = M_S \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} - \dots \right) + k_p H$$

Ultimul termen, $k_p H$, corespunde contribuției paramagnetice la

magnetizarea substanței. În general, în domeniul câmpurilor suficient de mari pentru a atinge saturația feromagnetică, la temperatura ambiantă, paramagnetismul nu atinge saturația magnetică și magnetizația datorată efectului paramagnetic variază liniar cu câmpul H . Pe de altă parte, avînd în vedere valorile extrem de mici ale susceptibilității paramagnetice k_p în comparație cu cele ale susceptibilității feromagnetice, rolul acestui termen poate fi neglijat atît timp cît nu s-a atins saturația magnetică. Termenii a/H , b/H^2 etc., se interpretează ca fiind corelabili cu efectul incluziunilor neferomagnetice, efectul anizotropiei magnetocristaline etc., în procesul de magnetizare a substanțelor feromagnetice.

c. Curba fundamentală de magnetizare

Punctele experimentale ale curbei de primă magnetizare corespund unei creșteri monotone a câmpului magnetizant. Aceste puncte nu vor fi exact reproduse dacă procesul de magnetizare progresivă a eșantionului are loc cu întreruperi sau cu inversări de câmp. De exemplu, presupunem că eșantionul feromagnetic a fost supus unui câmp $+H_1$ și că punctul corespunzător pe curba de primă magnetizare este Q_1 (fig. I.6a). Dacă se efectuează o comutare a câmpului de la valoarea $+H_1$ la $-H_1$ și apoi se revine la $+H_1$, magnetizarea obținută nu mai corespunde punctului Q_1 ci punctului Q'_1 . Punctele Q_1 și Q'_1 corespunzătoare aceluiași câmp $+H_1$ nu coincid deoarece istoria magnetică a eșantionului, nu este aceeași pentru cele două puncte. Pentru a obține o valoare bine definită a magnetizației corespunzătoare câmpului H_1 (respectiv un punct Q_1 bine definit, simetric în raport cu originea O cu punctul Q''_1 corespunzător câmpului $-H_1$) este necesar să se efectueze un număr de 5-10 comutări $\pm H_1$ ale câmpului magnetizant. Locul geometric al punctelor Q_1 astfel determinate, pentru câmpuri H_1 de intensitate

progresiv crescătoare, reprezintă curba fundamentală de magnetizare sau curba de comutare (fig. I.6.b)

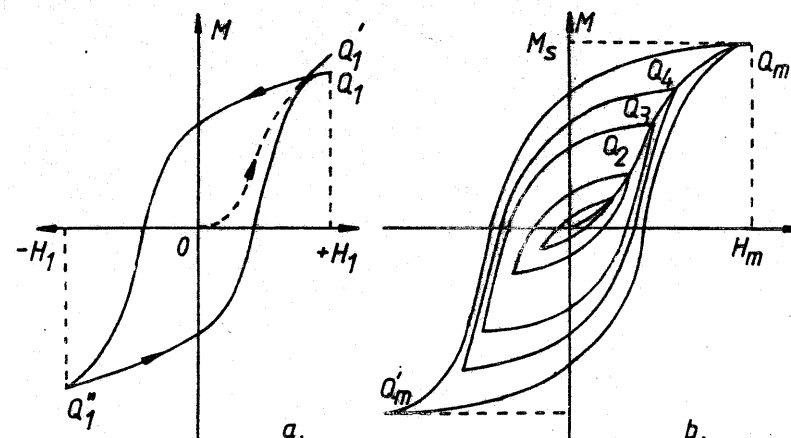


Fig. I.6

Obişnuit, curba fundamentală de magnetizare se deosebeşte puţin de curba de primă magnetizare. Diferenţele se disting în special în vecinătatea originii. Aceasta corespunde mai bine exigenţelor unei caracterizări corecte a materialelor feromagnetice deoarece datele pe care le furnizează sînt debarasate de efectul desacomodării sau al viscozităţii magnetice a substanţei şi permit o evaluare comparativă a proprietăţilor magnetice ale unor materiale diferite, neafectate de consecinţele acestor efecte.

d. Curba de magnetizare ideală (anhisteretică)

Magnetizarea produsă prin variaţia monotonă a câmpului magnetizant între valorile $+H$ şi $-H$ variază, aşa cum s-a

văzut mai înainte (§ 1.1.2.a,b), după un ciclu de histererezis. Există un alt procedeu de magnetizare, la temperatură constantă, în care magnetizația este o funcție reversibilă de H , sau altfel, magnetizația variază anhisteretic în funcție de cîmpul magnetizant cînd acesta variază ciclic între $+H$ și $-H$. Acest procedeu constă în a supune eșantionul, acțiunii simultane a unui cîmp magnetizant constant H și a unui cîmp magnetic alternativ a cărui intensitate descrește continuu la zero de la o valoare H_s suficient de mare pentru a realiza saturația magnetică. Cu valorile magnetizației obținute în operații succesive, (pentru cîmpuri magnetizante H succesiv crescătoare) reportate în funcție de H se determină curba de magnetizare ideală, sau anhisteretică, (Fig. I.7, curba a). Această curbă pune în relief o creștere rapidă a magnetizării M pînă la valoarea de saturație, creștere mult mai rapidă decît în cazul curbei de primă magnetizare (fig. I.7, curba b). Astfel,

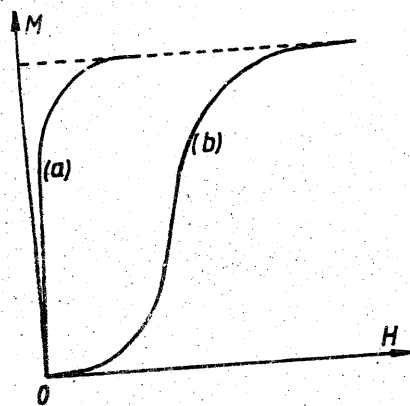


Fig. I.7

mecanismul magnetizării anhisteretice este mult mai eficient decît mecanismul magnetizării în cîmp constant monoton crescător. Deosebirea dintre cele două mecanisme de magnetizare apare mult mai evidentă în cazul materialelor feromagnetice dure și în particular în cazul substanțelor constituite din particule feromagnetice fine; ea se

estompează în cazul materialelor magnetice moi.

1.2.2. Histererezis magnetic

a° Cicluri de histererezis

După ce substanța feromagnetică a fost magnetizată în cîmp magnetic crescător de la zero la o valoare H_m , proces în care punctul figurativ pe diagrama (M,H) s-a deplasat pe curba de primă magnetizare, reducem în mod continuu la zero cîmpul magnetizant. Punctul figurativ se deplasează către axa ordonatelor pe o curbă diferită de curba de primă magnetizare, indicînd (fig. I.8) o micșorare a magnetizației, dar mai lentă decît în cazul curbei de primă magnetizare. Acest fenomen de întîrziere a variației magnetizării cu variația cîmpului magnetizant se numește histererezis magnetic; el este caracteristic substanțelor feromagnetice, dar nu și substanțelor diamagnetice și paramagnetice. Dacă se efectuează o variație continuă a cîmpului magnetizant, între două limite simetrice, $+H_m$ și $-H_m$, punctul figurativ al diagramei (M,H) descrie, după un anumit număr de oscilații $\pm H_m$, o curbă închisă, simetrică, numită ciclu de histererezis, (fig. I.6.b). Pentru primele oscilații $\pm H_m$, curbele nu se închid exact (fig. I.6.a); există o modificare continuă a structurii magnetice intime a eșantionului care atinge progresiv forma sa cea mai stabilă. Pentru un material dat, forma ciclului de histererezis depinde de valoarea cîmpului H_m . Ciclurile produse în cîmpuri slabe au formă de elipse; acestea se alungesc pe măsură ce intensitatea cîmpului H_m crește și extremitățile lor încep să capete formă de cioc. Figura I.6.b indică forma ciclurilor de histererezis pentru o serie de valori extreme $\pm H_m$ ale cîmpului magnetizant.

Locul geometric al extremităților acestor cicluri coincide cu curba fundamentală de magnetizare. Ciclul de magnetizare simetric, obținut pentru un câmp H_m suficient de intens pentru a realiza saturația magnetică, se numește ciclul limită sau maxim (uneori major) de magnetizare. Aceste cicluri limită sînt adesea utilizate pentru caracterizarea magnetică a substanțelor feromagnetice. Experimental, ciclurile de variație a magnetizației M , respectiv a polarizației magnetice $P = \mu_0 M$ în funcție de câmpul magnetizant H se determină de regulă cu date furnizate de măsurători bazate pe metode magnetometrice. Măsurătorile bazate pe metodele inductometrice permit să se determine ciclul de variație a inducției magnetice B în funcție de H . În figura I.8 sînt reprezentate ciclurile limită de histeresis al polarizației magnetice $P = f(H)$ și al inducției magnetice $B = f(H)$. În ambele cazuri, polarizația P și inducția B sînt măsurate în prezența câmpului magnetizant H . În figura I.8 s-a reprezentat punctat ciclul de histeresis al polarizației magnetice remanente P_r în funcție de H . Fiecărui punct de pe acest ciclu îi corespunde magnetizația remanentă sau polarizația remanentă, măsurată succesiv după aplicarea și suprimarea câmpului H .

Grafic trecerea de la reprezentarea ciclului de histeresis în coordonate $P = f(H)$ la reprezentarea lui în coordonate $B = f(H)$ este simplă, dacă se ține seama de relația dintre aceste mărimi, $B = \mu_0 (H + P)$. Se trasează dreapta $B = \mu_0 H$ (fig. I.9.a) care definește variația ordonatelor în funcție de H cînd se efectuează tranziția între ciclurile $P = f(H)$ și $B = f(H)$. Trecerea de la ciclul de histeresis maxim în coordonate

$P = f(H)$ la ciclul de remanență magnetică $P_r = f(H)$ este ilustrată grafic în figura I.9.b, numai pentru o singură ramură a

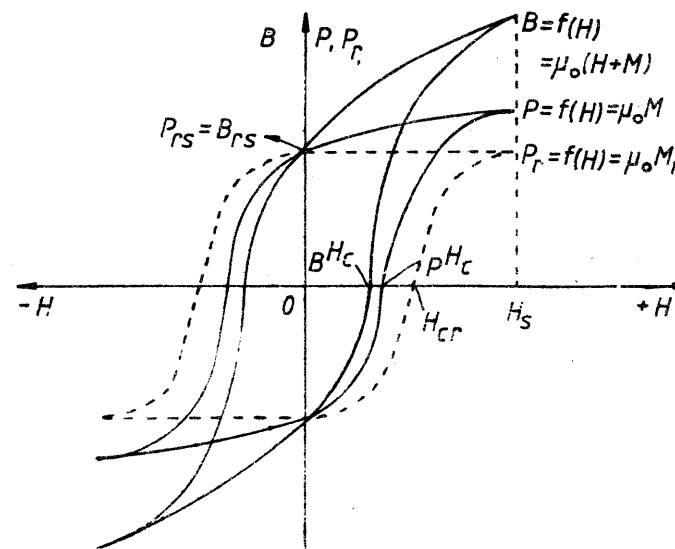


Fig. I.8

ciclului.

Principalele mărimi caracteristice substanței feromagnetice,

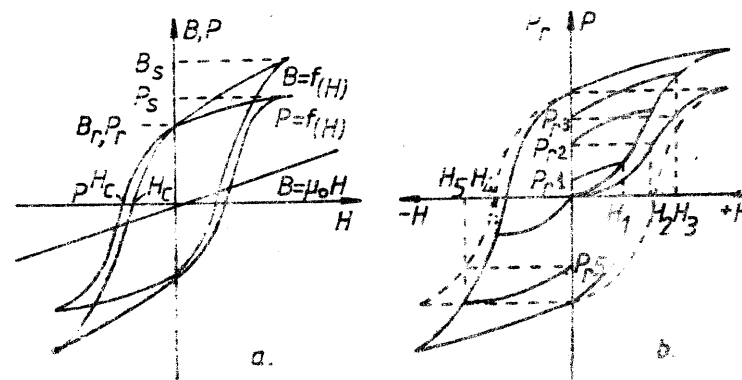


Fig. I.9

relevabile pe ciclul de histerezis sînt inducția magnetică remanentă B_r (polarizația magnetică remanentă P_r) cîmpul coercitiv H_c și suprafața ciclului care caracterizează pierderile prin histerezis P_H , corespunzătoare unui ciclu de magnetizare.

b° Remanenta magnetică

Presupunem că, în prealabil, substanța feromagnetică a fost supusă unui cîmp magnetic exterior H . După suprimarea acestui cîmp ($H=0$) substanța rămîne magnetizată datorită fenomenului de histerezis magnetic.

Numim inducție magnetică remanentă, B_r , inducția magnetică restantă în eșantionul feromagnetic (în prealabil magnetizat) după suprimarea cîmpului magnetizant exterior. În cazul în care cîmpul magnetic exterior a fost mai mare sau cel puțin egal cu cîmpul H_s necesar pentru a realiza saturația magnetică, inducția remanentă se numește inducție remanentă de saturație B_{rs} . Această caracteristică, relevabilă pe ciclul major de magnetizare, $B = f(H)$ (fig.I.8) se dovedește a fi numeric egală cu polarizația magnetică remanentă de saturație P_{rs} , relevabilă pe ciclul major al polarizației magnetice $P = f(H)$ pentru $H=0$. Această relație $B_{rs} = P_{rs}$ ($= \mu_0 M_{rs}$) este firească avînd în vedere faptul că, în virtutea formulei (1.1) inducția magnetică în mediul polarizat este, pentru $H = H_s$, $B_s = \mu_0 H_s + P_s$, iar pentru $H=0$, rezultă $B_{rs} = P_{rs}$.

c° Cîmpul coercitiv

Cîmpul magnetic care trebuie să fie aplicat unui eșantion, în prealabil magnetizat la saturație, pentru ca inducția magnetică, respectiv polarizația magnetică (măsurate în prezența acestui cîmp) să se anuleze, se numește cîmp

coercitiv. Valoarea acestui cîmp coercitiv, $H = \pm H_c$, relevată pe ciclul major de histerezis al inducției magnetice $B=f(H)$, (fig.I.8) este, în general, mai mică decît valoarea cîmpului coercitiv $H = \pm P H_c$, relevată pe ciclul de histerezis al polarizației magnetice $P = f(H)$. La rîndul ei, această valoare $\pm P H_c$ este mai mică decît valoarea cîmpului coercitiv remanent $\pm H_{cr}$ relevată pe ciclul major de histerezis al polarizației magnetice remanente (fig.I.8).

În cazul substanțelor magnetice moi (cu coercitivitate slabă), ca fierul pur sau ca aliajele de tip permalloy (78,5 % Ni, 21,5 % Fe), valorile cîmpului coercitiv H_c coboară pînă la aproximativ 1 A/m, în timp ce, în substanțele magnetice dure, (cu cîmp coercitiv mare) valorile H_c pot să depășească 10^5 A/m sau chiar să atingă 10^6 A/m. În general, diferența dintre valorile $P H_c$ și H_c , este neînsemnată în cazul materialelor magnetice moi; ea este de ordinul 2,5-3,0 kA/m în cazul materialelor utilizate în mod curent la fabricarea magnetilor permanenți și poate fi considerabilă în cazul substanțelor cu coercitivitate foarte mare. În Tabelul 1.2, dăm valorile numerice ale cîmpului coercitiv H_c , ale inducției magnetice remanente B_r , și la saturație B_s și ale cîmpului H_s necesar pentru a produce saturația magnetică a unor aliaje cu coercitivitate mare utilizate în tehnica magnetilor permanenți.

TABELUL 1.2

Aliajul (compoziția %)	H_c kA/m	B_r T	B_s T	H_s kA/m
1	2	3	4	5
Oțel cu Mn - 1C; 05 Mn	4,0	0,86	1,48	24
Oțel cu W - 1 C - 5 W	5,6	1,03	1,45	24

1	2	3	4	5
Oțel cu Co - 0,85 C; 36 Co; 3,5Cr	16,7	0,90	1,55	79,6
Alnico 1 - 12 Al 20 Ni 5 Co	41,4	0,68	1,24	160
Alnico 2 - 10Al 17Ni 12Co 6Cu	43,2	0,72	1,35	160
Alnico 5 - 8Al 14Ni 24Co 3Cu	45,8	1,20	1,57	159
Alnico 12 - 6Al 18Ni 35Co 8T	76,0	0,58	-	240
Silmanal - 86,7Ag; 8,8Mn; 4,45Al	480	0,060	-	160
Ferită de Ba	144	0,35	-	-
Ferită de Co	48	0,40	-	-

d° Pierderile de putere prin histerezis

Pentru a produce o variație $\delta \vec{B}$ a inducției magnetice în substanța feromagnetică este necesar să cheltuim o energie δW , astfel că,

$$(1.9) \quad \delta W = \int (\vec{H} \cdot \delta \vec{B}) dv$$

Pe unitatea de volum revine energia

$$(1.10) \quad \delta w = (\vec{H} \cdot \delta \vec{B})$$

Energia necesară pentru a face ca punctul figurativ (H, B) , corespunzător stării magnetice a substanței să descrie un ciclu de histerezis, poate fi exprimată prin formula

$$(1.11) \quad W_H = v \int (\vec{H} \cdot \delta \vec{B})$$

în care, v reprezintă volumul substanței, presupus indeformabil, iar mărimile \vec{H} și \vec{B} sînt presupuse uniforme în acest volum. Ținînd seama de expresia inducției magnetice în mediul

polarizat, $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$ și de faptul că, pentru un ciclu închis, $\int (\vec{H} \cdot \delta \vec{H}) = 0$ formula (1.11) capătă forma următoare,

$$(1.12) \quad W_H = v \int_C (\vec{H} \cdot \delta \vec{B}) = v \mu_0 \int_{C'} (\vec{H} \cdot d\vec{M}) = -v \int_C (\vec{B} \cdot \delta \vec{H}) = -v \mu_0 \int_{C'} (\vec{M} \cdot \delta \vec{H})$$

în care cu C s-a notat conturul ciclului (B, H) iar cu C' conturul ciclului (M, H) .

Dacă se ia în considerație ciclul (B, H) , energia cheltuită pe unitatea de volum de substanță, $w_H = W_H/v$, pe fiecare ciclu este dată de integrala

$$(1.13) \quad w_H = \int_C (\vec{H} \cdot \delta \vec{B})$$

care reprezintă aria ciclului de histerezis al inducției magnetice. Dacă se consideră ciclul (M, H) , energia cheltuită pe unitatea de volum de substanță, pentru efectuarea unui singur ciclu, este dată de integrala

$$(1.14) \quad w_H = \mu_0 \int_{C'} (\vec{H} \cdot \delta \vec{M}) = \int_{C'} (\vec{H} \cdot \delta \vec{P})$$

care reprezintă suprafața ciclului de histerezis al polarizării magnetice. Suprafața acestui ciclu, S , reprezintă, la o scară determinată, produsul $(Wb/m^2) \cdot (A/m)$ adică densitatea volumică de energie în Joule/m³.

Experimental se demonstrează că această energie cheltuită apare sub formă de căldură, ea fiind evaluabilă în funcție de creșterea temperaturii, provocată în substanță în cursul unui ciclu. Se găsește că, pentru un ciclu, cantitatea de căldură, produsă astfel, este foarte mică, dar ea devine

însemnată când se efectuează un număr mare de cicluri ca în cazul magnetizării în cîmp alternativ de frecvență industrială (50 sau 60 cicluri pe secundă).

Integralele (1.12) sînt echivalente pentru un ciclu închis, dar nu sînt și pentru o porțiune de ciclu; în acest caz integrala $\int (\vec{H} \cdot d\vec{H})$ nu mai este nulă. Astfel, dacă se integrează expresia (1.11) numai pentru o porțiune de ciclu, corespunzătoare variației magnetizației între două limite date M_1 și M_2 , se obține

$$(1.15) \quad w_H = v \mu_0 \int_0^{\vec{H}} \vec{H} \cdot d\vec{H} + v \mu_0 \int_{M_1}^{M_2} (\vec{H} \cdot d\vec{M})$$

Prima integrală corespunde energiei necesare pentru a produce cîmpul magnetizant, și ea este independentă de substanță. Prin urmare, numai energia corespunzătoare celei de a doua integrale apare sub formă de căldură, respectiv,

$$(1.16) \quad w_H = \mu_0 \int_{M_1}^{M_2} (\vec{H} \cdot d\vec{M}) = \int_{P_1}^{P_2} (\vec{H} \cdot d\vec{P})$$

Această integrală corespunde ariei hașurate din figura 1.10. Valoarea sa este maximă în regiunile mai înclinate ale ciclului, fapt care concordează cu datele experimentale care indică o variație maximă a cantității de căldură când variația polarizației magnetice corespunde porțiunii mai încli-

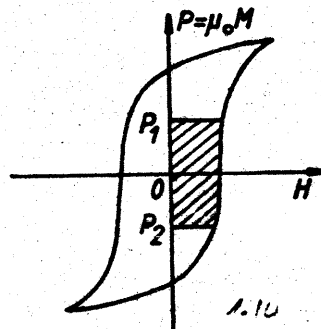


Fig. 1.10

nate a ciclului de histerezis. Multiplicînd densitatea de energie w_H cu frecvența f a cîmpului magnetic, se obține puterea P_H , pierdută în unitatea de volum de substanță datorită histerezisului.

$$(1.17) \quad P_H = w_H f = f \int_0^{\vec{H}} (\vec{H} \cdot d\vec{P}) = f \int_0^{\vec{H}} (\vec{H} \cdot d\vec{B})$$

În tehnică se reprezintă adesea suprafața S a ciclului de histerezis prin formule de tipul

$$(1.18) \quad S = \eta B_m^n \int_0^{\vec{H}} (\vec{H} \cdot d\vec{B}),$$

în care η și n sînt coeficienți dependenți de substanță iar B_m este inducția magnetică maximă, această inducție fiind periodică, de frecvență f . Multă vreme s-a admis formula lui Steinmetz pentru a exprima puterea pierdută prin histerezis. În această formulă se consideră $n = 1,6$ și,

$$(1.19) \quad P_H = B_m^{1,6} \cdot f \quad (W/m^3)$$

Valoarea lui η pentru fier este $\eta = 3750$ iar pentru oțel $\eta = 2500$. Exponentul $n = 1,6$ nu este valabil decît pentru $B_m > 0,1$ T. Se preferă astăzi formula lui Wild și Sumpner, cu $n = 2$.

$$(1.20) \quad P_H = \eta_1 B_m^2 f \quad (W/m^3)$$

Tabelul 1.3 dă coeficientul η_1 pentru diferite tole din aliaje de Fe-Si de diferite calități utilizate în industria electrotehnică. În tabel sînt date și densitățile acestor materiale, δ , aceste valori fiind utile la evaluarea pierderilor specifice (puterea pierdută pe unitatea de masă) P_H pornind de la valorile P_H , respectiv,

$$(1.21) \quad \rho_H = f \frac{w_H v}{m} = \frac{P_H}{\delta} \quad (W/kg)$$

TABEL 1.3

	Densitate kg/m ³	Siliciu %	Rezistivitate ρ $\mu\Omega \cdot m$	Grosime mm	η_1
Tole ordinare	7700	0,5-0,8	0,18-0,25	0,5	460
Tole superioare	7600	2	0,40	0,5	330
Tole super speciale (stator turbo)	7600	2,2	0,40	0,4	225
Tole extra-super (transformatoare)	7500	3,5-5,0	0,40-0,60	0,4	155

În tabel sînt reportate de asemenea valorile rezistivității ρ și ale grosimii e a acestor tole; aceste date sînt utile la evaluarea pierderilor prin curenți Foucault, P_F , pierderi care ca și pierderile prin histerezis, P_H , sînt esențialmente de origine magnetică. Pentru frecvențe industriale ($f = 50-60$ Hz), puterea pierdută prin curenți Foucault este dată cu o bună aproximație de formula următoare

$$(122) \quad P_F = 1,64 \frac{B_m^2}{\rho} e^2 f^2 \quad (W/m^3)$$

Pierderile totale

$$(123) \quad P_T = P_H + P_F$$

corespunzătoare inducției maxime B_m , la frecvențe joase, sînt evaluate cu ajutorul formulei următoare,

$$(1.24) \quad P_T = (\eta_1 + 1,64 \frac{e^2 f}{\rho}) B_m^2 \quad (W/m^3).$$

Se poate observa că, pentru tole ordinare, ($e = 0,5$ mm) $\rho = 0,2 \cdot 10^{-6}$ și pentru $f = 50$ Hz, paranteza din formula (1.24) are valoarea (460 + 102) în timp ce, pentru tole extra-super

($e = 0,4$ mm, $\rho = 0,5 \cdot 10^{-6}$) corespunde valorii (155+26). La această frecvență pierderile prin curenți Foucault sînt mici în comparație cu pierderile prin histerezis. Ele ar fi încă și mai mici dacă grosimea tolelor ar fi mai mică. Este ușor de observat că, pentru $B_m = 1$ Tesla și la 50 Hz, pierderile totale sînt de 3,65 W/kg în cazul tolelor ordinare și numai de 1,2 W/kg în cazul tolelor extra-super. În ultima vreme se realizează materiale noi în care pierderile totale sînt foarte mici, de 0,8 și chiar 0,6 watt/kg, la $B = 1$ tesla, $f = 50$ Hz și $e = 0,1$ mm. Reprezentarea pierderilor totale în substanța feromagnetică printr-o expresie de forma

$$(1.25) \quad P_T = \eta' B_m^2 f \quad (W/m^3),$$

este posibilă cu condiția să se ia în considerare faptul că η' nu depinde numai de material ci și de frecvență, rezistivitate și de grosimea tolelor.

Formulele (1.19), (1.20) sînt valabile numai pentru inducții magnetice B_m mari, care se obțin în cîmpuri magnetizante superioare cîmpului coercitiv al substanței. De exemplu, coeficientul $n=2$ din formula (1.20) este valabil pentru substanțele din tabelul 1.3 numai pentru $0,2 T < B_m < 1,2 T$. Se va vedea imediat că în cazul magnetizării în cîmpuri slabe, implicat în cazul inducțiilor magnetice B_m slabe (de exemplu $B_m < 0,05 T$ pentru fier), pierderile de putere P_H datorate histerezisului, sînt proporționale nu cu B_m^2 ci cu B_m^3 ; în acest caz formula (1.20) este valabilă numai pentru $n=3$.

e⁰. Magnetizarea substanțelor feromagnetice în cîmpuri slabe. Legile lui Rayleigh

Magnetizarea substanțelor feromagnetice în cîmpuri

magnetizante slabe, (care în majoritatea cazurilor trebuie să nu depășească 1/20 din valoarea cîmpului coercitiv al substanței), se supune unor legi stabilite experimental de Rayleigh (1887). În acest domeniu, curbele experimentale de primă magnetizare $B = f(H)$, determinate pentru diferite substanțe, se supun cu o fidelitate remarcabilă unei legi parabolice de forma:

$$(1.26) \quad B = \mu_1 H + aH^2$$

în care μ_1 reprezintă permeabilitatea inițială a materialului și a coeficientul lui Rayleigh, pentru materialul respectiv. Curba de primă magnetizare este figurată punctat în figura I.11.

Pentru a reprezenta ciclul minor de magnetizare în cîmpul $\pm H_m$ (inferior cîmpului coercitiv)

să considerăm expresia generală inducției magnetice corespunzătoare unui cîmp $|H| < |H_m|$ în cazul cînd se pleacă de la o stare magnetică inițială definită prin valorile B_0 și H_0 :

$$(1.27) \quad B = B_0 + \mu_1(H-H_0) \pm a(H-H_0)^2$$

Semnul (+) se consideră în cazul

$H > H_0$ iar semnul (-) pentru $H < H_0$. Dacă în starea inițială substanța s-a aflat în cîmpul maxim $H_0 = +H_m$ pentru care $B_0 = +B_m$, expresia (1.27) capătă următoarea formă:

$$(1.28) \quad B = B_m + \mu_1(H-H_m) - a(H-H_m)^2$$

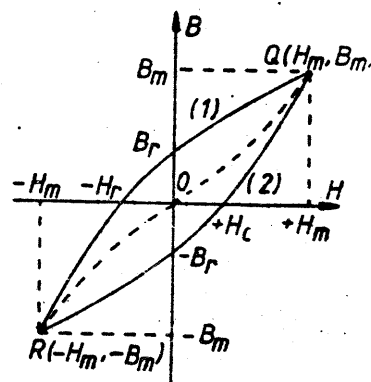


Fig. I.11

Să considerăm acum că dăm lui H valori inferioare lui H_m .

Punctul figurativ (H, B) se va deplasa din punctul (H_m, B_m) pe curba descendentă (1) și va ajunge în punctul R cînd $H = -H_m$ și $B = -B_m$. În acest caz formula (1.28) devine:

$$(1.29) \quad B_m = \mu_1 H_m + 2aH_m^2$$

Introducînd această expresie a lui B_m în (1.28) se obține ecuația curbei descendente (1) (fig. I.10), $B_1 = f(H)$; respectiv.

$$(1.30) \quad B_1 = (\mu_1 + 2aH_m)H + a(H_m^2 - H^2)$$

În mod semănător se obține ecuația ramurii ascendente (2)

$B_2 = f(H)$ a ciclului minor de histeresis.

Starea inițială corespunde acum punctului $R(-H_m, -B_m)$, respectiv $B_0 = -B_m$ și $H_0 = -H_m$ în formula (1.27).

Astfel,

$$(1.31) \quad B_2 = (\mu_1 + 2aH_m)H - a(H_m^2 - H^2)$$

Inducția remanentă B_r corespunde condiției $H = 0$ impusă ecuațiilor (1.30) și (1.31):

$$(1.32) \quad B_r = \pm aH_m^2$$

Cîmpul coercitiv H_0 , relevat pe ciclul minor (fig. I.11), corespunde condiției $B = 0$ impusă aceluiași ecuații.

$$(1.33) \quad H_0 = -\left(\frac{\mu_1}{2a} + H_m\right) + \sqrt{\left(\frac{\mu_1}{2a} + H_m\right)^2 + H_m^2}$$

Variația totală a inducției, ΔB , se obține ținînd seama de expresiile inducției B_m în punctele $Q(H_m, +B_m)$ și $R(-H_m, -B_m)$ (formula 1.28):

$$(1.34) \quad \Delta B = 2\mu_1 H_m + 4aH_m^2$$

Această variație ΔB este suma a două componente: una reversibilă $\Delta B_r = 2 \mu_1 H_m$, cealaltă ireversibilă $\Delta B_{ir} = 4aH_m^2$.

Pierderile de putere prin histererezis P_H , pot fi evaluate, calculând energia disipată (transformată în căldură) pe unitatea de volum, când se efectuează ciclul $\pm H_m$. Această densitate volumică de energie este dată de aria S cuprinsă între parabolele (1) și (2) (fig. I.11), reprezentate prin ecuațiile (1.30) și (1.31). Să scriem mai întâi aceste ecuații sub o formă mai simplă,

$$(1.35) \quad \left. \begin{matrix} B_1 \\ B_2 \end{matrix} \right\} = \mu H \pm a(H_m^2 - H^2)$$

în care

$$(1.36) \quad \mu = \mu_1 + 2aH_m$$

reprezintă permeabilitatea totală. Se poate vedea imediat că pentru $H = H_m$, avem $|B_1| = |B_2| = |B_m|$ și

$$(1.37) \quad \mu = \frac{B_m}{H_m}$$

În acord cu a treia variantă a ecuației (1.12), și ținând seama de faptul că, pentru o valoare H dată, ordonata superioară este B_1 iar ordonata inferioară este B_2 , se obține pentru aria S următoarea expresia:

$$(1.38) \quad S = w_H = \int_{-H_m}^{+H_m} (B_1 - B_2) dH = 2a \int_{-H_m}^{+H_m} (H_m^2 - H^2) dH =$$

$$= \frac{8}{3} a H_m^3 = \frac{8}{3} \frac{a}{\mu^3} B_m^3$$

Puterea pierdută prin histererezis în cîmpuri slabe (în domeniul lui Rayleigh),

$$(1.39) \quad P_H = fS = \frac{8a}{3\mu^3} f B_m^3,$$

este proporțională cu B_m^3 . Această relație este compatibilă cu formula generală (1.18), pentru $n = 3$.

Dacă, în particular, se consideră domeniul cîmpurilor H_m foarte slabe, pentru care $2aH_m \ll \mu_1$, se poate înlocui, în virtutea relației (1.36), permeabilitatea totală μ , din formula (1.39), cu permeabilitatea inițială μ_1 .

În aceeași manieră pot fi formulate legile lui Rayleigh pentru magnetizația substanțelor feromagnetice în cîmpuri slabe. Legea (1.26) referitoare la dependența inducției magnetice B de cîmpul magnetic H poate fi exprimată ca o dependență a magnetizației M de H , dacă se ține seama de relația fundamentală dintre aceste mărimi, $B = \mu_0(H + M)$. Astfel

$$(1.40) \quad M = \left(\frac{\mu_1}{\mu_0} - 1 \right) H + \frac{a}{\mu_0} H^2 = k_1 H + b H^2$$

în care k_1 este susceptibilitatea magnetică inițială iar $\mu_0 b = a$ reprezintă coeficientul lui Rayleigh, ambele mărimi dependente de natura substanței. Formula (1.27) capătă în cazul magnetizației, forma următoare,

$$(1.41) \quad M = M_0 + k_1(H - H_0) \pm a(H - H_0)^2$$

Ecuațiile ramurilor ascendente (1) și descendente (2) ale ciclului minor de histererezis al polarizației magnetice, $M = f(H)$ capătă o formă asemănătoare cu cea a ecuației corespundente (1.30) și (1.31):

$$(1.42) \quad \left. \begin{matrix} M_1 \\ M_2 \end{matrix} \right\} = (k_1 + 2bH_m) H \pm b(H_m^2 - H^2)$$

Magnetizația remanentă M_r se obține pentru $H = 0$,

$$(1.43) \quad M_r = \pm b H_m^2$$

Cîmpul coercitiv, H_c , al polarizației magnetice, ($M=0$):

$$(1.44) \quad P_{H_0} = -\left(\frac{k_1}{2b} + H_m\right) + \sqrt{\left(\frac{k_1}{2b} + H_m\right)^2 + H_m^2}$$

Variația maximă a magnetizației

$$(1.45) \quad \Delta M = (M_1 - M_2)_{H=H_m} = 2k_1 H_m + 4bH_m^2$$

în care $\Delta M_r = 2k_1 H_m$ reprezintă partea reversibilă și $\Delta M_{ir} = 4b^2 H_m$, partea ireversibilă

Puterea pierdută prin histerezis:

$$(1.46) \quad P_H = w_H f = \mu_0 \int_{-H_m}^{+H_m} (M_1 - M_2) dH = 2 \mu_0 b \int_{-H_m}^{+H_m} (H_m^2 - H^2) dH =$$

$$= \frac{8}{3} \mu_0 b H_m^3$$

Cu $\mu_0 b = a$, se obține ecuația (1.38) care implică o expresie pentru P_H asemănătoare cu cea din (1.39).

Legea lui Rayleigh, în forma sa generală, (1.27) sau (1.41), este susceptibilă de verificări experimentale și pentru cicluri de histerezis care nu sînt simetrice, de exemplu pentru cicluri efectuate între 0 și H_m . F. Preisach (1935), adoptînd ipoteza că domeniile elementare din substanțele feromagnetice pot să se magnetizeze după cicluri de magnetizare asimetrice, demonstrează că legile lui Rayleigh pentru magnetizarea în cîmpuri slabe pot fi deduse pe baza acestei simple ipoteze. L.Néel (1942) a dat o interpretare teoretică legilor lui Rayleigh, determinînd relația dintre constantele μ_1 și a . Pentru cazul particular al corpurilor constituite din particule feromagnetice foarte fine, L.Néel demonstrează (1954-1955) că ciclurile de magnetizare elementare asociate particulelor pot fi realmente asimetrice ca efect al interacțiunilor magnetice dintre particule. Evaluarea distribuției acestui

cîmp de interacțiune face posibilă utilizarea diagramelor lui Preisach pentru o interpretare cantitativă a legilor lui Rayleigh.

f°. Fenomenul de reptatie a ciclurilor

Dacă o substanță feromagnetică este supusă unei magnetizări ciclice succesive, variînd cîmpul între $H = 0$ și o valoare maximă $H = H_m$, se constată că ciclurile de histerezis succesive, suferă o translație după axa ordonatelor (fig. I.12), studiul acestui fenomen de reptatie magnetică, efectuat prima dată la Grenoble de Nguyen Van Dang (1958) conduce la concluzia că deplasarea acestui ciclu ($0, H_m$) se supune unei legi de proporționalitate cu rădăcina pătrată din logaritmul numărului N de cicluri. Faptul că inducția B_m , corespunzătoare cîmpului H_m crește proporțional cu $\sqrt{\log_e N}$, oferă posibilitatea obținerii unei inducții mai mari decît inducția care s-ar obține în urma aplicării unice (o singură dată) a cîmpului H_m .

Dacă se variază succesiv cîmpul magnetic între $H=0$ și $H=-H_m$ se obțin cicluri descendente, care se deplasează către valori negative ale inducției magnetice, după aceeași lege, în funcție de numărul de cicluri.

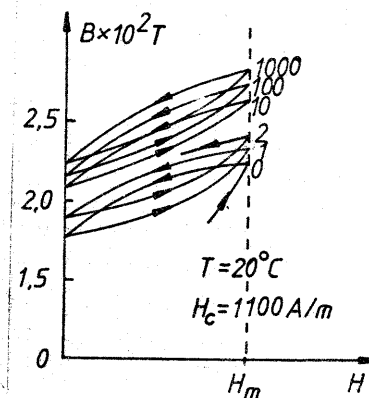


Fig. I.12

g°. Histerezis de rotație

Ciclurile de magnetizare la care ne-am referit pînă

aici, corespund unui câmp magnetic a cărui direcție, în raport cu eșantionul, rămâne fixă și a cărui intensitate și sens variază; efectiv este vorba de un histerezis alternativ în câmpul $\pm H_m$. Se poate proceda și altfel: intensitatea câmpului magnetic să rămână constantă, dar direcția sa în eșantion să varieze; de exemplu aplicînd eșantionului un câmp magnetic rotitor, de intensitate constantă, sau invers, rotînd eșantionul, sub formă de disc, într-un câmp magnetic fix și constant. În ambele cazuri vectorul inducției B , sau al polarizării magnetice $P = \mu_0 M$, rămîne în urmă față de vectorul câmp magnetic H . În acest proces se disipă o energie deoarece asupra discului feromagnetic acționează un cuplu de forțe. Energia necesară pentru a produce rotația discului, constituie o măsură a pierderilor prin histerezis de rotație, P_R . Evaluarea acestor pierderi în funcție de inducția magnetică B , conduce la concluzia că, pe măsură ce B crește, pierderile de putere prin histerezis rotațional cresc, trec printr-un maximum, apoi se micșorează rapid și se anulează cînd B atinge valoarea de saturație B_s . Figura I.13 indică alura pierderilor prin histerezis rotațional P_R în funcție de B , în cazul unui eșantion de Ni ; P_R trece prin valoarea maximă pentru $B \approx B_s/2$ în timp ce pierderile prin histerezis alternativ, reportate în aceeași figură, cresc în mod continuu.

Studiul pierderilor prin histerezis de rotație este efectuat adesea pentru a furniza informații privind modul de rotație a momentelor magnetice ale purtătorilor elementari ai feromagnetismului în procesul inversării magnetizării în

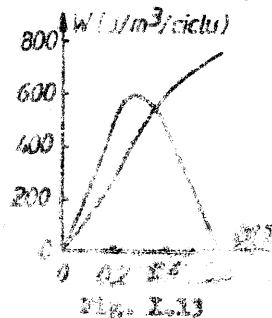


Fig. I.13

substanță (Stoner și Wohlfarth (1948), Jacobs și Bean (1955) Prei, Shtrikman, Treves (1957), Aharoni (1963)).

1.2.3. Permeabilitatea și susceptibilitatea magnetică a substanțelor feromagnetice

În acord cu relațiile de definiție (1.2) și (1.4), permeabilitatea absolută μ , și susceptibilitatea k , a unui mediu feromagnetic sînt exprimate prin rapoartele:

$$(1.47) \quad \mu = \frac{B}{H} ; \quad k = \frac{M}{H}$$

În mod curent se utilizează permeabilitatea relativă,

$$(1.48) \quad \mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = \frac{B}{\mu_0 H} = k + 1$$

Aceste mărimi, (μ și k) sînt relevabile pe curbele de magnetizare $B = f(H)$ și $M = f(H)$. Dar, în afară de faptul că aceste curbe pot fi determinate în diferite circumstanțe cum s-a văzut mai înainte, (curba de magnetizare fundamentală, curba de magnetizare anhisteretică, curba de magnetizare remanentă progresivă, cicluri de magnetizare minore, majore, cicluri de remanență magnetică etc.) valorile permeabilității și susceptibilității depind în general neliniar de H . Ca urmare substituind în formula (1.47) valorile lui H și B respectiv H și M corespunzătoare diferitelor circumstanțe în care sînt magnetizate substanțele feromagnetice, se obțin diferite valori ale permeabilității și susceptibilității magnetice. Sînt posibile astfel, în aplicațiile tehnice, cîteva zeci de cazuri în care se definesc diferite tipuri de permeabilități și de susceptibilități magnetice. În cele ce urmează vom reține pe cele întîlnite mai des și modul în care sînt definite (toate

permeabilitățile care urmează sînt permeabilități relative).

a. Permeabilitatea (relativă) normală, sau simplu permeabilitatea mediului este tangenta unghiului format de dreapta OA, dusă din originea O prin punctul de coordonate (H_A, B_A) corespunzător stării magnetice a eșantionului și axa absciselor, (fig. I.14 a)

$$(149) \quad \mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{B_A}{\mu_0 H_A}$$

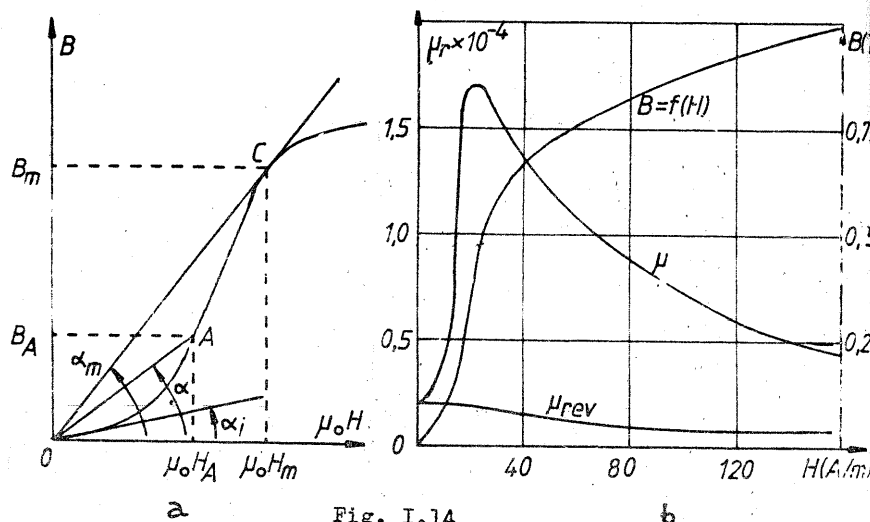


Fig. I.14

În figura I.14b sînt reportate curbele $B = f(H)$ și $\mu_r = f(H)$ determinate pentru un aliaj de Fe-Ni anhistere D. (Fe 50, Ni 50). Se vede că μ crește mai întâi foarte repede în funcție de H , trece printr-un maximum apoi decorește. Dacă H crește infinit, μ tinde către valoarea permeabilității vidului μ_0 , respectiv μ_r tinde către 1.

Aliajul de Fe-Ni-Co (45 % Fe, 25 % Ni) numit permavar, supus unui tratament termic special, se caracterizează printr-o permeabilitate relativă constantă ($\mu/\mu_0 \approx 300$) pînă la cîmpuri de ordinul 200-250 A/m.

Curbele experimentale $\mu/\mu_0 = \mu_r = f(H)$, de alura celei din figura I.14, b pot fi reprezentate printr-o funcție de forma

$$(1.50) \quad \mu_r = \frac{a + bH + cH^2 + dH^3}{a' + b'H + c'H^2 + d'H^3}$$

a alegînd în mod convenabil constantele $a, b, c, d, a', b', c', d'$. Pentru $H \rightarrow \infty$, μ trebuie să tindă către 1; pentru ca această condiție să fie satisfăcută, este necesar ca $d = d'$. În acest caz formula precedentă capătă următoarea formă pentru cîmpuri foarte mari:

$$(1.51) \quad \mu_r = 1 + \frac{c - c'}{H}$$

În aceste cîmpuri se realizează saturația magnetică, $M \rightarrow M_s$ și relația precedentă este compatibilă cu $c - c' = M_s$, deoarece se obține astfel relația fundamentală dintre permeabilitatea relativă μ_r și susceptibilitatea magnetică volumică (k), respectiv $\mu_r = 1 + k$. Dar deoarece aici $\mu_r \rightarrow 1$, rezultă că valorile susceptibilității sînt extrem de slabe, de ordinul susceptibilității paramagnetice ($k \approx k_p$) fapt de altfel compatibil cu prezența ultimului termen din legea magnetizării în apropiere de saturație (formula (1.8) reprezentînd contribuția paramagnetică la magnetizarea substanței feromagnetice).

Cu aceste condiții, $d = d'$ și $c = M_s + c'$, rămîn în formula (1.50) șase constante arbitrare care permit să se reprezinte cu o aproximație foarte bună curbele experimentale $\mu_r = f(H)$ pentru materialele feromagnetice uzuale.

b. Permeabilitatea (relativă) inițială (μ_i) reprezintă un caz particular al permeabilității normale și este definită ca tangenta în origine la curba de primă magnetizare $B = f(H)$, respectiv tangenta unghiului α_i (fig. I.14.a)

$$(1.52) \quad \mu_i = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{\mu_0 H} = \operatorname{tg} \alpha_i$$

Această permeabilitate inițială nu este nulă, deoarece în general curbele de magnetizare nu au o tangentă orizontală în origine. În general substanțele magnetic dure (cu coercitivitate mare) au o permeabilitate inițială slabă, în timp ce substanțele feromagnetice moi, (cu coercitivitate slabă) au o permeabilitate magnetică mare, cum se poate observa în tabelul I.4. Acest fapt va trebui să-și găsească o interpretare corespunzătoare în teoria proceselor de magnetizare a substanțelor feromagnetice mai exact în teoriile susceptibilității inițiale și a coercitivității magnetice, teorii care vor fi prezentate în capitolele următoare.

Tabelul I.4

	μ_i/μ_0	μ_m/μ_0	B_s T	H_c A/m
Supermalloy ^x	100000	100000-1500000	0,79	0,3
Mumetal	20000	100000	0,9	2,4
Permalloy(78,5%Ni) Fe-Ni	14000 7000	200000-100000	1,05	2,0
Anhyster D Fe-Ni (50%Ni)	2000	18000	0,6	16
Tole Fe-Si (3,5%Si)	250	6000	2	32
Bandă cu particule γ -Fe ₂ O ₃	1,5	2,7	0,19	28000

c. Permeabilitatea (relativă) maximă (μ_m), reprezintă de asemenea un caz particular al permeabilității substanței și se definește ca tangenta unghiului maxim (α_m) făcut de dreapta

^x Permalloy care conține 5% Mo, 79% Ni, restul fier, recopt cu grijă în hidrogen la 1200°C.

care însă din origine la curba de primă magnetizare și axa absciselor. Notînd cu O (H_m, B_m) punctul corespunzător de pe această curbă. (fig. I.14 a), permeabilitatea maximă este dată de formula

$$(1.53) \quad \mu_m = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} = \operatorname{tg} \alpha_m$$

În tabelul I.4 au fost reportate valorile permeabilității maxime μ_m/μ_0 (relative) alături de valorile permeabilității inițiale μ_i/μ_0 și de valorile inducției de saturație B_s pentru o serie de materiale ale căror valori ale cîmpului coercitiv H_c , se etalează între 0,3 A/m și 28 kA/m.

d. Permeabilitatea diferențială (μ_d). Permeabilitățile precedente sînt definite prin raportul $\mu = B/H$ pentru diferite ramuri ale curbei de magnetizare. În anumite circumstanțe este necesar să se evalueze permeabilitatea în condiții de variație a inducției magnetice provocate de variații ale cîmpului magnetizant. De exemplu, dacă, pornind de la o stare magnetică ce corespunde unui punct A de pe curba de magnetizare (fig. I.15 a), se dă o creștere în sensul pozitiv, cîmpului H egală cu

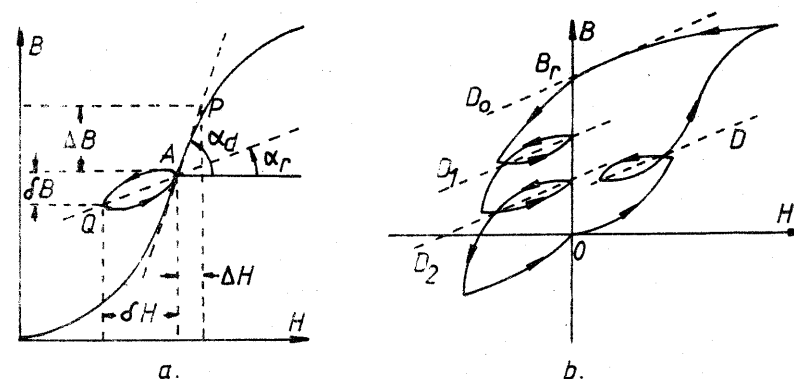


Fig. I.15

+ ΔH , inducția magnetică crește cu + ΔB . Pentru $\Delta H \rightarrow 0$ se obține la limită expresia permeabilității (relative) diferențiale

$$(1.54) \quad \mu_d = \frac{1}{\mu_0} \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \frac{\Delta B}{\Delta H} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} = \operatorname{tg} \alpha_d$$

Astfel permeabilitatea diferențială se definește ca derivata inducției magnetice în raport cu cîmpul magnetic pentru orice punct al curbei de magnetizare, sau altfel, μ_d reprezintă unghiul dintre axa absciselor și tangenta la curba de magnetizare în punctul considerat. Conform acestei definiții, se poate spune că permeabilitatea inițială μ_i este efectiv egală cu valoarea permeabilității diferențiale în origine.

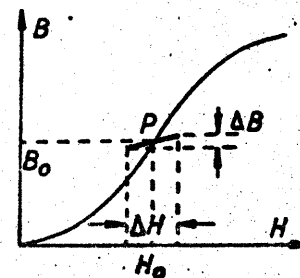
$$(1.55) \quad \mu_i = \left(\frac{dB}{dH} \right)_{H=0} = (\mu_d)_{H=0}$$

e. Permeabilitatea reversibilă (μ_{rev}). Dacă, pornind de la o stare magnetică inițială definită prin coordonatele punctului A de pe curba de magnetizare (fig. I.15a) micșorăm cîmpul cu δH , inducția magnetică se micșorează cu δB , după ramura descendentă AQ, datorită fenomenului de histererezis. Mărind apoi cîmpul cu δH , inducția revine la valoarea inițială pe ramura ascendentă QA, fenomenul fiind reversibil. Ciclul descris este astfel o curbă închisă care poate fi înlocuită cu un element de dreaptă QA; acesta face un unghi α_r cu abscisa, mai mic decît unghiul α_d făcut de tangenta la curbă în punctul A cu abscisa. Panta acestei bucle $\delta B / \delta H$ pentru $\delta H \rightarrow 0$ se numește permeabilitate reversibilă. Valoarea relativă a acestei permeabilități reversibile este dată de formula

$$(1.56) \quad \mu_{rev} = \frac{1}{\mu_0} \lim_{\delta H \rightarrow 0} \frac{\delta B}{\delta H} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{dB}{dH} \right)_{\delta H \rightarrow 0} = \operatorname{tg} \alpha_r$$

Dacă ciclurile minore sînt efectuate la diferite niveluri ale inducției magnetice de saturație (fig. I.15.b), panta medie a buclelor este practic aceeași. În cazul unor aliaje magnetic dure, anizotrope, ca Alnico 5, Alcomax panta dreptelor $D_1 D_2$.. este egală cu aceea a tangentei la ramura descendentă a ciclului major, în punctul (0, B_p) (fig. I.15.b) în care această ramură taie axa ordonatelor. Permeabilitatea (relativă) reversibilă variază între 3 și 5 la aliajele de Fe, Ni, Al, Cu; la aliajele Alnico 5 $\mu_{rev} = 4,5$, iar la oțeluri cu cobalt μ_{rev} capătă valori relativ mari, (15-20), și la aliajele vechi de oțel cu crom μ_{rev} capătă valori net mai mari (30-40). În cazul aliajelor de Pt-Co și în cel al feritelor de Ba, $\mu_{rev} \approx 1$; aceasta înseamnă că aceste substanțe se comportă practic ca magneți perfecți.

În numeroase aplicații tehnice se utilizează circuite magnetice în care se suprapun două cîmpuri: un cîmp continuu și un cîmp alternativ (amplificatoare magnetice, inductanțe în circuite de filtraj, transformatoare de ieșire pe circuitul anodic al tubului amplificator etc.) În acest caz se definește o permeabilitate dinamică reversibilă μ_s : se dă cîmpului continuu o valoare H_0 și inducția corespunzătoare este, în circuitul magnetic, B_0 (fig. I.16). Se suprapune un cîmp alternativ de amplitudine $\tilde{\Delta H}$, căruia îi corespunde o variație a inducției magnetice de amplitudine $\tilde{\Delta B}$. Pentru $\tilde{\Delta H} \rightarrow 0$ ciclul descris tinde către un element de dreaptă, oblic față de curba de magnetizare.



Permeabilitatea dinamică (relativă) reversibilă μ_s

este dată de valoarea raportului

$$(1.57) \quad \mu_s = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\Delta B}{\Delta H} \right)_{\Delta H \rightarrow 0}$$

cînd variațiile ΔH și implicit ΔB sînt mici.

Valorile permeabilității dinamice reversibile μ_s sînt exprimate pentru valori date ale amplitudinii ΔH a cîmpului magnetic alternativ. În figura 1.14.b s-a reportat și variația permeabilității reversibile μ_s (în valoare relativă) la aliajul anhistere D, măsurată într-un cîmp alternativ (50 Hz) de amplitudine $\Delta H = 0,56$ A/m. Se observă că permeabilitatea reversibilă suferă o descreștere monotonă pe măsură ce cîmpul magnetic continuu H_0 crește, în timp ce, permeabilitatea normală trece printr-un maximum. În cîmpuri magnetice H_0 suficient de intense μ_s (relativ) trebuie să tindă către valoarea $\mu_s = 1$. Pe de altă parte se observă că, în cazul materialelor magnetice moi, cum este cel al aliajului Anhyster D, permeabilitatea reversibilă la origine (respectiv permeabilitatea inițială) este incomparabil mai mare decît în cazul materialelor magnetice dure la care ne-am referit de altfel mai înainte.

f. Susceptibilitatea magnetică, ($k = \mu - 1$), poate fi definită prin analogie, în diferite moduri, pornind de la curbele de magnetizare $M = f(H)$ determinate în diferite circumstanțe. Reținem aici numai definițiile utilizate pentru a caracteriza susceptibilitatea magnetică a substanțelor feromagnetice în cazurile întîlnite mai frecvent în practică:

Susceptibilitatea magnetică inițială, (k_i),

$$(1.58) \quad k_i = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta H} = \mu_i - 1$$

reprezintă unghiul făcut de axa absciselor cu tangenta în

origine la curba $M = f(H)$.

În cazul curbelor de magnetizare remanentă, se definește în mod asemănător o susceptibilitate inițială de remanentă histeretică (S.R.H), (k_{rh})

$$(1.59) \quad k_{rh} = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\Delta M_r}{\Delta H}$$

În această relație, M_r este magnetizația remanentă comunicată eșantionului feromagnetic prin aplicarea și suprimarea cîmpului magnetic H , la temperatură constantă (magnetizație remanentă izotermă). De asemenea se definește o susceptibilitate inițială la remanentă anhisteretică (SRA), dată de relația

$$(1.60) \quad k_{ra} = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\Delta M_{ra}}{\Delta H}$$

în care M_{ra} este magnetizația remanentă anhisteretică produsă prin aplicarea simultană a unui cîmp magnetic constant H și a unui cîmp magnetic alternativ H , descrescător la zero de la valoarea H_0 necesară pentru a realiza saturația magnetică; această remanentă este măsurată după suprimarea cîmpului constant H .

Susceptibilitatea magnetică reversibilă (k_{rev}) se definește asemănător cu permeabilitatea reversibilă, procesul fiind reprezentat de această dată în coordonate (H, M):

$$(1.61) \quad k_{rev} = \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta H} = \mu_{rev} - 1$$

În general, alura curbelor $k = f(H)$ este efectiv asemănătoare cu alura curbelor corespundente $\mu = f(H)$.

1.2.4. Magnetizarea substanțelor feromagnetice în cîmp magnetic alternativ

a. Generalități, definiții

În procesul magnetizării în cîmp alternativ supra-

fața ciclului de histerezis (care este în relație directă cu pierderile de putere în substanță) se mărește în raport cu suprafața ciclului de magnetizare determinat în condiții corespondente în regim static. Această dilatare sau mai precis deformare, a ciclului de histerezis în câmp alternativ se datorește faptului că, în afară de pierderile de putere prin histerezis P_H (formula 1.20), intervin pierderi prin curenți turbionari (Foucault) P_F , și pierderi suplimentare P_S de altă natură. Un astfel de ciclu se numește ciclu de magnetizare dinamică, iar suma pierderilor componente reprezintă pierderile totale de putere în substanță P_T . Pierderile suplimentare P_S se se datoresc în principal unui fenomen de viscozitate magnetică (asupra căruia ne vom referi într-unul din capitolele următoare) și nu pot fi evaluate analitic; ele se determină efectuând diferența dintre pierderile totale și suma pierderilor prin histerezis și prin curenți Foucault: $P_S = P_T - (P_H + P_F)$.

În cazul magnetizării în câmp alternativ, curba de comutare, definită în § 1.1.2.(1°c), ca locul geometric al vîrfurilor ciclurilor de magnetizare, se numește curba de magnetizare dinamică, iar raportul dintre inducție și cîmpul magnetic relevat pe această curbă se numește permeabilitate dinamică $\tilde{\mu}$.

Variația în timp a cîmpului magnetic alternativ și a inducției magnetice B implică, pe de o parte modificarea formei curbei de magnetizare și pe de altă parte o diferență de fază între H și B . Dependența lui B de H , dată de forma curbelor sau a ciclurilor de magnetizare dinamică, este neliniară în cazul substanțelor feromagnetice și ca urmare, variației sinusoidale a uneia dintre aceste două mărimi îi va corespunde o variație nesinusoidală a celeilalte, datorită apariției

armonicilor superioare. O variație sinusoidală simultană a cîmpului H și a inducției B ar fi posibilă numai în cazul unui ciclu de histerezis eliptic. Pentru o valoare maximă a inducției B_m , forma și suprafața ciclului de magnetizare dinamică depinde de care dintre cele două mărimi variază sinusoidal, inducția sau cîmpul magnetic. În cazul unei variații sinusoidale a inducției magnetice, ciclul de histerezis este mai îngust (pierderile mai mici) decît în cazul unei variații sinusoidale a cîmpului; aceasta, deoarece pierderile prin curenți turbionari P_F (formula 1.22) variază cu inducția B și cu frecvența la puterea a doua și deci P_F crește foarte repede în prezența componentelor cu armonici superioare ale inducției magnetice implicînd astfel o mărire considerabilă a suprafeței ciclului de magnetizare dinamică.

Întîrzierea de fază a inducției față de intensitatea cîmpului magnetic se datorește acțiunii curenților turbionari care, conform legii lui Lenz, se opune variației inducției; această întîrziere se datorește de asemenea, fenomenului de histerezis și fenomenelor de viscozitate magnetică. Unghiul de întîrziere ϕ se numește unghiul de pierderi.

Printr-o primă aproximație se poate reprezenta ciclul real de magnetizare dinamică printr-o elipsă echivalentă. Notînd cu a și b valorile instantanee ale cîmpului și inducției magnetice alternative, iar cu H_m și B_m valorile maxime corespunzătoare, ecuația parametrică a elipsei echivalente se scrie sub formă următoare, presupunînd că intensitatea curentului care bobina magnetizantă și totodată cîmpul magnetizant h variază sinusoidal

$$(1.62) \quad \begin{aligned} h &= H_m \cos \omega t \\ b &= B_m \cos(\omega t - \delta) \end{aligned}$$

Curba $b(h)$ este o elipsă înscrisă într-un dreptunghi cu laturile $2H_m$, $2B_m$ (fig. I.17). Această elipsă este aplatizată și tinde către o diagonală a dreptunghiului. Introducerea elipsei echivalente permite să se rezolve probleme complicate în multe cazuri, și se apropie de condițiile reale de magnetizare dinamică, în special în cazul cîmpurilor slabe (magnetizarea în domeniul lui Rayleigh) și în cazul frecvențelor înalte.

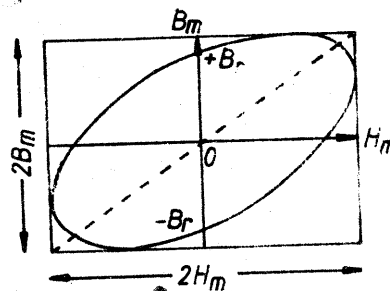


Fig. I.17

Dacă în expresie dezvoltată a inducției din (1.62),

$$(1.63) \quad b = B_m \cos \delta \cos \omega t + B_m \sin \delta \sin \omega t,$$

se introduce notația

$$(1.64) \quad B_{m1} = B_m \cos \delta ; \quad B_{m2} = B_m \sin \delta$$

componenta $B_{m1} \cos \omega t$ se află în fază cu cîmpul h în timp ce componenta $B_{m2} \sin \omega t$ este defazată cu un unghi de $\pi/2$ în urma cîmpului. Acest fapt sugerează că B_{m1} este în relație directă cu procese reversibile de transformare a energiei în procesul magnetizării, iar B_{m2} este în relație cu procese ireversibile, (implicit cu pierderile de putere).

Din (1.64) rezultă că

$$(1.65) \quad \operatorname{tg} \delta = B_{m2} / B_{m1}$$

Pentru caracterizarea proprietăților magnetice ale

materialelor utilizate în cîmp alternativ, se face uz de următoarele definiții pentru permeabilitatea magnetică.

Permeabilitatea (relativă) de amplitudine (sau totală)

$$(1.66) \quad \mu_a = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}$$

definiție din care nu rezultă că în mod frecvent inducția și cîmpul nu sînt în fază.

Permeabilitatea (relativă) conservativă sau elastică (sau reversibilă)

$$(1.67) \quad \mu_1 = \frac{B_{m1}}{\mu_0 H_m}$$

Permeabilitatea (relativă) neconservativă, viscoasă (ireversibilă)

$$(1.68) \quad \mu_2 = \frac{B_{m2}}{\mu_0 H_m}$$

Se mai numește și permeabilitate de pierderi.

Permeabilitatea complexă

$$(1.69) \quad \mu = \frac{B_m e^{j(\omega t - \delta)}}{\mu_0 B_m e^{j\omega t}} = \mu_a e^{-j\delta} = \mu_1 - j \mu_2$$

b°. Magnetizarea în cîmp magnetic alternativ slab (domeniul lui Rayleigh)

Considerăm că intensitatea curentului prin bobina magnetizantă a circuitului magnetic închis (torr) este sinusoidală, $i = I_m \cos \omega t$, respectiv cîmpul magnetizant este sinusoidal

$$(1.70) \quad h = H_m \cos \omega t$$

form legii lui Rayleigh (1.30), (1.31), expresia inducției instantanee se scrie sub forma

$$(1.71) \quad b = (\mu_1 + 2aH_m)h \pm a(H_m^2 - h^2)$$

sau ținând seama de (1.70):

$$(1.72) \quad b = (\mu_1 + 2aH_m)H_m \cos \omega t \pm aH_m^2 \sin^2 \omega t$$

semnul (+) este valabil pentru $0 < \omega t < \pi$ (curba superioară (1), fig. I.11), semnul (-) pentru $\pi < \omega t < 2\pi$ (curba inferioară). Dezvoltând în serie Fourier termenul $\pm aH_m^2 \sin^2 \omega t$ obținem:

$$(1.73) \quad b = (\mu_1 + 2aH_m)H_m \cos \omega t + \frac{8}{3\pi} aH_m^2 \sin \omega t - \\ - \frac{8}{\pi} aH_m^2 \frac{\sin 3\omega t}{1 \cdot 3 \cdot 5} + \frac{\sin 5\omega t}{3 \cdot 5 \cdot 7} + \frac{\sin 7\omega t}{5 \cdot 7 \cdot 9} + \dots$$

Cum era de așteptat, inducția magnetică nu este o funcție pur sinusoidală ci conține, pe lângă termenul fundamental, armonici impare superioare. Se observă totuși că amplitudinile armonicilor descresc rapid; de exemplu amplitudinea armonicilor 3-a este deja de 5 ori mai mică decât amplitudinea fundamentală (multiplicată cu sinusul) și că termenul în sinus este foarte mic în raport cu termenul în cosinus, avînd în vedere faptul că H_m este slab (domeniul lui Rayleigh). Dacă se neglijează armonicile, formula (1.73) capătă o formă simplă,

$$(1.74) \quad b = (\mu_1 + 2aH_m)H_m \cos \omega t + \frac{8}{3\pi} aH_m^2 \sin \omega t$$

comparabilă cu formula generală (1.63) cu

$$B_{m1} = (\mu_1 + 2aH_m)H_m = B_m \cos \delta$$

(1.75)

$$B_{m2} = \frac{8}{3\pi} aH_m^2 = B_m \sin \delta$$

date de integrala (1.38) care, în condițiile de față, se scrie

$$(1.76) \quad w_H = \int_0^T b dh = \int_0^T [B_{m1} \cos \omega t + B_{m2} \sin \omega t] H_m \omega \sin \omega t dt$$

Prima integrală fiind nulă,

$$\omega H_m B_{m1} \int_0^T \cos \omega t \sin \omega t dt = 0$$

rezultă că

$$(1.77) \quad w_H = \pi H_m B_{m2}$$

sau ținînd seama de (1.75) se obține relația echivalentă

$$(1.78) \quad w_H = \frac{8}{3} aH_m^3$$

Dar aceasta este efectiv suprafața ciclului de magnetizare, și, respectiv energia pierdută prin căldură pe unitatea de volum, datorită fenomenului de histerezis, așa cum rezultă din comparația formulei (1.78) cu formula (1.38). Acest proces ireversibil este atribuabil numai componentei B_{m2} , (formula 1.77), fapt care justifică denumirea de permeabilitate de pierderi dată raportului $\mu_2 = (1/\mu_0) (B_{m2}/H_m)$. Componenta B_{m1} participă numai la procesele reversibile. Se poate scrie formula (1.77) astfel încît să conțină tangenta unghiului de pierderi δ , luînd în considerație formulele (1.75):

$$(1.79) \quad w_H = \pi H_m B_{m1} \tan \delta$$

Aceleași formule (1.75) ne permit să scriem expresiile permeabilității elastice μ_1 (reversibile), a permeabilității de pierderi μ_2 (ireversibile), a permeabilității complexe $\tilde{\mu}$ - definite prin relațiile (1.67), (1.68), (1.69) și a tangentei unghiului de pierderi:

$$\mu_1 = \frac{B_1 - 2aH_m}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_{m1}}{H_m}$$

$$\mu_2 = \frac{B_2 - 2aH_m}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_{m2}}{H_m}$$

1.30)

$$\mu = \frac{B_1 + 2aH_m}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_{m1}}{H_m}$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{S}{3\pi} \frac{a}{\mu_1 + 2aH_m} H_m$$

În cazul cîmpurilor foarte slabe, pentru care $2aH_m \ll \mu_1$

$$(1.31) \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{S}{3\pi} \frac{a}{\mu_1} H_m = JH_m$$

Constanta $J = \frac{S}{3\pi} \frac{a}{\mu_1}$ se numește constanta lui Jordan; ea caracterizează pierderile prin histerezis în domeniul lui Rayleigh.

1.3.5. Efectul formei eșantioanelor asupra curbelor de magnetizare

Această chestiune a fost examinată pe larg în vol. I și 1.3.5. Definițiile date pînă aici se referă la eșantioane feromagnetice care constituie circuite magnetice închise (tor etc) excluzînd astfel posibilitatea apariției polilor magnetici liberi și implicit a cîmpului demagnetizant de formă. S-a văzut că în caz contrar (circuit magnetic deschis) efectul cîmpului demagnetizant de formă se traduce printr-o deformare a curbelor de magnetizare $B = f(H)$; $M = f(H)$ și, implicit, printr-o alterare a caracteristicilor magnetice, B_r , H_c . Permeabilitatea și susceptibilitatea magnetică, se modifică de asemenea, căpătînd valori aparente.

Evaluarea experimentală sau prin calcul (după caz) a factorului de formă N (sau a factorului demagnetizant),

permite reconstituirea curbelor de magnetizare debarasate de efectul cîmpului demagnetizant pornind de la curbele experimentale afectate de acest cîmp. De asemenea este posibilă și evaluarea susceptibilității reale k și implicit a permeabilității reale ($\mu = k + 1$) pornind de la valorile aparente k_a relevate pe curbele experimentale $M = f(H)$.

$$(1.82) \quad k = \frac{k_a}{1 - Nk_a}$$

1.3. Proprietăți feromagnetice puse în relief prin interacțiuni magneto-termice

1.3.1. Modificarea curbelor de magnetizare în funcție de temperatură

Prezentăm mai întîi cîteva fapte experimentale tipice:

a. Influența temperaturii asupra porțiunii de saturatie a curbei de primă magnetizare

Figura I.18 dă, după P.Weiss și R.Forrer (1926) curbele de primă magnetizare pentru Ni, în domeniul cîmpurilor intense, determinate la diferite temperaturi.

Pe măsură ce temperatura crește, palierul de saturatie a magnetizării M_s începe să coboare, apoi saturația nu mai este atinsă nici cu cîmpuri relativ intense; la aceste temperaturi se observă o variație aproape liniară a magnetizării în funcție de H . În vecinătatea temperaturii Curie a nichelului (360°C) variația polari-

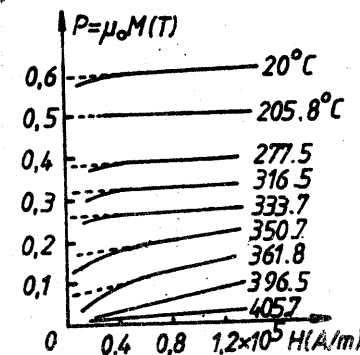


Fig. I.18

sației magnetice în funcție de cîmp nu mai este liniară. Porțiunile rectilinii ale curbelor prelunșite pînă la axa ordonatelor dau valorile magnetizării de saturație în cîmp nul (numită de P.Weiss magnetizare spontană) la diferite temperaturi.

b. Influența temperaturii asupra porțiunii initiale a curbei de primă magnetizare

Curbele de primă magnetizare din figura I.19 se referă la un eșantion de fier moale (0,13 %C). Aceste curbe sînt determinate pentru temperaturi diferite. Pozițiile lor apar într-o ordine inversată în domeniul cîmpurilor slabe (în vecinătatea originii și în domeniul cîmpurilor intense (la saturația magnetică).

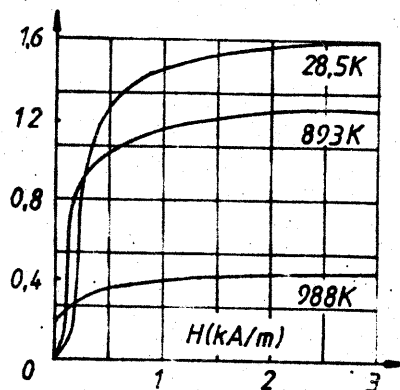


Fig. I.19

c. Variația termică a polarizației magnetice produse în cîmpuri de diferite intensități

Curbele din figura I.20 sînt determinate pentru fier electrolitic E.M. Terry (). Polarizația magnetică produsă în cîmpuri mai intense dispare cu creșterea temperaturii, mai întîi lent, apoi mai rapid în apropi-

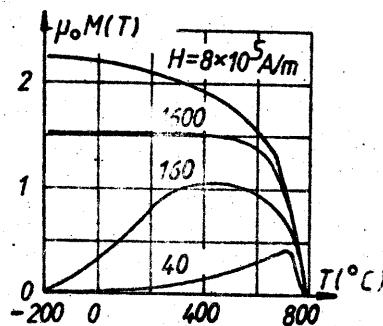


Fig. I.20

ere de punctul Curie T_c . Fenomenul evoluează invers în cazul magnetizației produse în cîmpuri slabe: Magnetizația crește cu creșterea temperaturii și dispare rapid la T_c . Acest fenomen are loc fără modificări în structura cristalină a eșantionului. Există cazuri în care se produc modificări de structură cristalină în funcție de temperatură înainte de a se atinge temperatura Curie.

De exemplu, structura cristalină a aliajului de Co-Fe (60 Co; 40 Fe), la temperatura de 980°C trece din sistemul cubic centrat (c.v.c.) în sistemul cubic cu fețe centrate (c.f.c.).

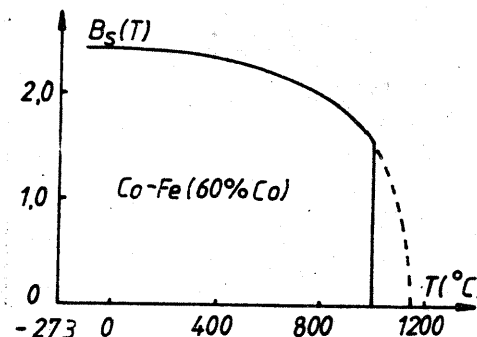


Fig. I.21

Aliajul este feromagnetic în sistemul c.v.c. și paramagnetic în sistemul c.f.c.

Curba de variație termică a inducției magnetice de saturație (fig. I.21) indică o dispariție bruscă a inducției la temperatura de 980°C

d. Variația termică a permeabilității magnetice și a cîmpului coercitiv

Alura variației permeabilității inițiale (relative) în funcție de temperatură este indicată în figura I.22, pentru fier electrolitic (E.M. Terry) și pentru magnetită, Fe_3O_4 J.L. Snoek (1951). Între temperatura ambiantă și punctul Curie $T_c = 770^\circ C$ pentru Fe, $T_c = 580^\circ C$ pentru Fe_3O_4 , permeabilitatea inițială crește cu temperatura, mai întîi lent, apoi rapid, atinge un maximum în vecinătatea punctului Curie.

În cazul magnetitei există un al doilea maximum la $T = -148,6^{\circ}\text{C}$. La aceste temperaturi, la care susceptibilitatea

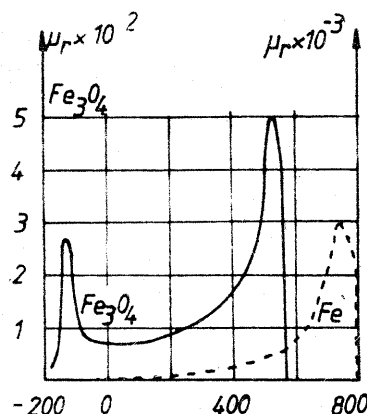


Fig. I.22

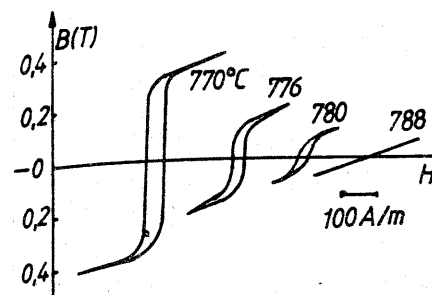
este maximă, anizotropia magnetică dispăre în toate cazurile. Pe de altă parte, variația termică a cîmpului coercitiv H_c (reprezentată punctat, în unități arbitrare pentru Fe, în figura I.22), indică o micșorare continuă a acestui cîmp, cu creșterea temperaturii și dispariția sa la T_c . Efectiv cîmpul coercitiv este în relație directă cu anizotropia magnetică a eșantionului. Dispariția sa la T_c odată cu anularea anizotropiei, coincide cu maximum susceptibilității inițiale. Acest fenomen de variație inversă a susceptibilității inițiale și a cîmpului coercitiv a mai fost întâlnit (§ 1.1.2.3., Tabelul 1.4) și vom avea ocazia să revenim asupra lui în cadrul interpretării fenomenelor observate.

1.3.2. Temperatura Curie feromagnetică și temperatura Curie paramagnetică

Ciclurile de histererezis determinate succesiv la temperaturi crescătoare își micșorează succesiv dimensiunile, modificîndu-și totodată și forma (fig. I.23, H. Kuhlewein). Deasupra temperaturii Curie, histererezisul dispăre și susceptibilitatea magnetică devine constantă (nu mai variază în funcție

de cîmp) ca în cazul substanțelor paramagnetice; ea depinde numai de temperatură supunîndu-se legii lui Curie-Weiss

de cîmp) ca în cazul substanțelor paramagnetice; ea depinde numai de temperatură supunîndu-se legii lui Curie-Weiss



$$(1.83) \quad k = \frac{C}{T - T_{op}}$$

sau

$$\chi = \frac{C_{mas}}{T - T_{op}}$$

în care T_{op} reprezintă temperatura Curie paramagnetică.

Fig. I.23

Conform acestei legi, dacă se reprezintă $1/k$ în funcție de temperatură, se obține o dreaptă (dreapta lui Weiss) care intersectează axa temperaturilor la $T = T_{op}$.

În figura I.24, au fost reportate dreptele lui Weiss pentru Fe, Ni și Co. În cazul fierului, panta acestora se modifică

de fiecare dată cînd se atinge temperatura corespunzătoare unei tranziții polimorfice. Intersecția acestor drepte cu axa absciselor are loc la temperatura Curie paramagnetică T_{op} , care diferă sensibil de temperatura Curie feromagnetică T_{of} , definită ca temperatura la care dispar proprietățile feromagnetice, respectiv histererezisul

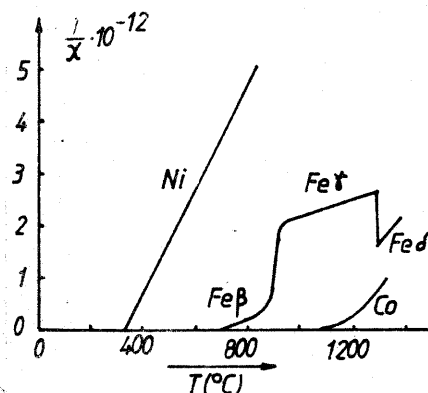


Fig. I.24

magnetic. În tabelul I.5 sînt date valorile acestor temperaturi, T_{of} și T_{op} , pentru substanțele feromagnetice tipice, Fe,

Co și Ni.

Tabelul 1.5

	$P = \mu_0 M_s$ (0 K) (Wb/m ²)	T_{cf} (K)	T_{cp} (K)
Fe	2,202	1043	1101
Co	1,812	1394	1428
Ni	0,641	631	650

Se va vedea, în cele ce urmează, că în vecinătatea temperaturii Curie (respectiv în domeniul de temperatură cuprins între T_{cf} și T_{cp}) are loc o variație termică anomală

a proprietăților fizice nemagnetice ale solidelor feromagnetice.

1.3.3. Anomalii ale variației termice a proprietăților magnetice ale solidelor feromagnetice în vecinătatea temperaturii Curie

a°. Anomalia căldurii specifice la $T = T_c$

În figura 1.25 sînt reportate curbele de variație a căldurii specifice molare în funcție de temperatură determinate de diferiți autori pentru elementele feromagnetice, Gd (M. Griffel, ș.a. 1954), Ni (C.Sykes, ș.a. B Lapp 1929), Fe (H. Klinehardt 1927) și Co (S. Umino 1927).

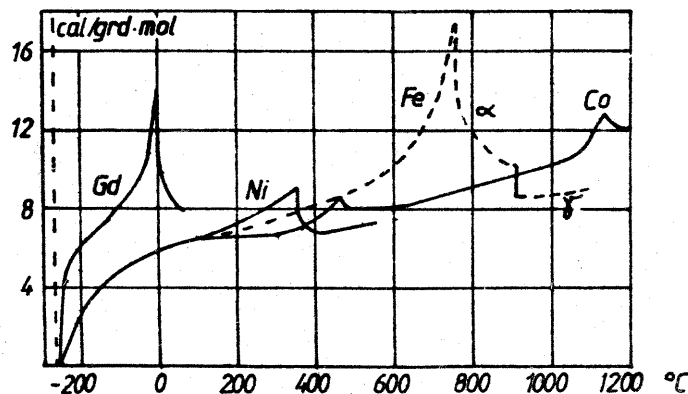


Fig. 1.25

Alura acestor curbe indică, în fiecare caz, o discontinuitate în variația termică a căldurii specifice, la temperatura Curie. Această discontinuitate apare în general la temperaturile la care au loc transformări polimorfice. De exemplu în cazul fierului, ea apare la temperatura de 906°C la care se produce tranziția de la starea alotropică Fe_α , la starea Fe_γ . În cazul cobaltului alura curbei indică două maxime, unul corespunzând temperaturii Curie (1324°C), celălalt corespunzând transformării structurii cristaline a cobaltului la temperatura de 477°C, din sistemul hexagonal compact (h.c) în sistemul cubic cu rețe centrate (c.f.c). Această anomalie nu apare în cazul substanțelor neferomagnetice. Acest fapt sugerează că anomalia căldurii specifice este în relație directă cu apariția, în expresia energiei libere a solidelor feromagnetice, a unui termen care depinde esențialmente de magnetizație, termen care, ca și magnetizația, variază foarte repede cu temperatura, în vecinătatea temperaturii Curie. Sub aspect termodinamic această relație poate fi stabilită în modul următor: Să considerăm mai întâi variația densității volumice de energie internă du a solidului feromagnetic, neglijînd decît variațiile de energie asociate deformărilor solidului sau variației volumului său. În aceste condiții variația energiei interne provine din variația inducției magnetice \vec{B} a entropiei S , respectiv,

$$(1.84) \quad du = \vec{H} \cdot d\vec{B} + TdS$$

Cu $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$, această formulă se scrie:

$$(1.85) \quad du = \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{H} + \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{M} + TdS$$

sau

$$(1.86) \quad d(u - \frac{\mu_0}{2} H^2 - TS) = \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{M} - SdT$$

Introducind funcția caracteristică,

$$(1.87) \quad w = u - \frac{\mu_0}{2} H^2 - TS,$$

și scriind că dw este o diferențială totală exactă, se deduce din (1.86):

$$(1.88) \quad \mu_0 \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_M = - \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_T.$$

Cantitatea de căldură furnizată solidului este

$$(1.89) \quad dQ = TdS$$

Considerind că starea sistemului este definită în întregime de variabilele temperatură (T) și magnetizație (M), entropia (S) va fi de asemenea o funcție de aceste două variabile, $S(T, M)$. Variația entropiei dS , poate fi considerată ca o diferențială totală exactă numai dacă fenomenele sînt reversibile. Magnetizația M , în cazul solidelor feromagnetice nu variază reversibil datorită fenomenului de histerezis. Fenomenul este reversibil numai la extremitatea superioară a curbei de magnetizare tehnică, adică în regiunea de saturatie, în consecință, considerația că dS este o diferențială totală exactă este valabilă numai pentru cazul magnetizației de saturatie. În aceste circumstanțe formula (1.89) poate fi scrisă sub forma

$$(1.90) \quad dQ = TdS = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_M dT + T \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_M dM$$

Notînd cu

$$(1.91) \quad C_M = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_M,$$

căldura volumică la magnetizare constantă, formula precedentă

se scrie:

$$(1.92) \quad dQ = C_M dT + T \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_T dM$$

Considerînd ca variabile temperatura (T) și deplasarea magnetică (H), în aceleași circumstanțe, se poate scrie relația:

$$(1.93) \quad dM = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_T dH + \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dT$$

După substituirea lui dM în (1.92) se obține

$$(1.94) \quad dQ = \left\{ C_M + T \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_T \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H \right\} dT + T \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_T \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_T dH$$

În această formulă (1.94), coeficientul lui dT reprezintă căldura volumică la H constant, respectiv

$$(1.95) \quad C_H = C_M + T \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_T \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H$$

expresie similară cu cea dedusă pentru C_H în cazul substanțelor paramagnetice (Partea I formula (3.156)). Ținînd seama de (1.88) ecuația (1.95) mai poate fi scrisă sub forma următoare:

$$(1.96) \quad C_H = C_M - \mu_0 T \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_M \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H$$

Se observă (formula 1.95) că C_H , căldura volumică ce se măsoară la H constant, (în particular la $H = 0$) este definită prin doi termeni: Primul este un termen obișnuit C_M , căldura volumică măsurată la magnetizare constantă (în particular ea poate fi măsurată la $M=0$ ca în paramagnetism). Al doilea este termen magnetic diferit de zero atît timp cît entropia S depinde de magnetizație M , și implicit de temperatură $M(T)$. Aceste termeni suplimentari, în cazul substanțelor feromagnetice, crește foarte repede cu temperatura în apropiere de punctul Curie, deoarece variația termică a magnetizației $(\partial M / \partial T)_H$, este foarte

rapidă în apropiere de T_0 , așa cum se poate observa pe curbele experimentale $M = f(T)$ (de ex. fig. I.20). Se explică astfel de ce creșterea căldurii volumice în funcție de temperatură este foarte rapidă în vecinătatea temperaturii Curie (fig. I.25).

Această căldură suplimentară pe care trebuie să o furnizăm substanțelor feromagnetice pentru a continua creșterea temperaturii lor în apropiere de T_0 ar fi explicabilă dacă presupunem că ea servește pentru a face să dispară magnetizația de saturație care subsistă în apropierea acestei temperaturi (chiar în absența cîmpului magnetic exterior), sau altfel, pentru a învinge forțele mutuale care mențin paralele momentele magnetice ale purtătorilor elementari ai feromagnetismului. Dar aceasta ar însemna să admitem prin ipoteză, ca și P. Weiss (1907) pre-existența în substanța feromagnetică a unor domenii elementare magnetizate spontan la saturație (momente magnetice elementare paralele), independent de cîmpul magnetic exterior substanței. Problema discontinuității variației căldurii volumice, la temperatura Curie, va fi interpretată mai la vale (§ 3.2.3).

b°. Efectul magnetocaloric

Cînd o substanță este supusă unui cîmp magnetic, magnetizația sa variază și aceasta se traduce printr-o variație a energiei interne a substanței. Dacă această operație de magnetizare (sau de demagnetizare) este efectuată adiabatic (fără schimb de căldură cu mediul exterior) variația energiei în sine a sistemului trebuie să fie însoțită de o variație de temperatură. Acest efect se numește efect magnetocaloric.

Considerînd că starea sistemului este definită în întregime ca o funcție de variabilele T - temperatură și H - deplasare magnetică (neglijînd variațiile de volum), variația cantității de căldură poate fi exprimată sub forma următoare, în

care variația entropiei dS este o diferențială totală exactă dacă ne limităm numai la procese reversibile, (porțiunea de saturație a curbei de magnetizare):

$$(1.97) \quad dQ = TdS = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_H dT + T \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T dH$$

Notînd cu

$$(1.98) \quad C_H = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_H$$

căldura volumică la H constant, formula precedentă se scrie:

$$(1.99) \quad dQ = C_H dT + T \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T dH$$

Variația energiei interne pe unitatea de volum este determinată de variațiile inducției magnetice \vec{H} și a entropiei S , respectiv,

$$(1.100) \quad du = \vec{H} \cdot d\vec{M} + TdS$$

Cu $\vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$, această formulă se scrie:

$$(1.101) \quad du = \mu_0 (\vec{H} \cdot d\vec{H}) + \mu_0 (\vec{H} \cdot d\vec{M}) + TdS,$$

sau

$$(1.102) \quad d \left[u - \mu_0 \frac{H^2}{2} - \mu_0 (\vec{H} \cdot \vec{M}) - TS \right] = - \mu_0 (\vec{M} \cdot d\vec{H}) - SdT.$$

Avînd în vedere că diferențiala funcției caracteristice

$$(1.103) \quad w = u - \mu_0 \frac{H^2}{2} - \mu_0 (\vec{H} \cdot \vec{M}) - TS$$

este o diferențială totală exactă, se deduce din (1.102) relația

$$(1.103) \quad \mu_0 \left(\frac{d\vec{M}}{dT} \right)_H = \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T ;$$

după înlocuire în (1.99) se obține formula următoare,

$$(1.105) \quad dQ = C_H dT + \mu_0 T \left(\frac{d\vec{M}}{dT} \right)_H dH,$$

care, în cazul unei transformări adiabatică, $dQ = 0$, poate fi

scrisă sub forma

$$(1.106) \quad dT = - \mu_0 \frac{T}{C_H} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH$$

Vârimea $(\partial M / \partial T)_H$ este negativă, deoarece magnetizația se micșorează cînd temperatura crește; ca urmare, unei creșteri adiabactice a cîmpului ($dH > 0$) va corespunde o creștere a temperaturii solidului ($dT > 0$). Formula (1.106) este efectiv aceeași cu formula (3.150) din partea I a acestei lucrări (C. Păpușoi, 1980) dedusă pentru a explica răcirea substanțelor paramagnetice ($dT < 0$) în condițiile unei demagnetizări ($dH < 0$) adiabactice. Efectul magnetocaloric este deci analog cu efectul demagnetizării adiabactice, principiul de bază fiind același, numai circumstanțele experimentale fiind diferite: Efectiv, așa cum rezultă din (1.106), variația temperaturii solidului, dT , corespunzătoare unei variații date dH a cîmpului magnetic, este cu atît mai mare cu cît variația termică a magnetizației $(\partial M / \partial T)_H$, este mai mare. În consecință, în cazul substanțelor paramagnetice dT va fi mai mare la temperaturi foarte joase, unde $(\partial M / \partial T)$ este mare, în timp ce, în cazul substanțelor feromagnetice, variația temperaturii solidului, dT , nu va fi mare decît numai în vecinătatea temperaturii Curie, unde $(\partial M / \partial T)$ capătă valori mari.

În cazul substanțelor feromagnetice, la temperaturi mai îndepărtate de temperatura Curie, variația termică a magnetizației de saturație $(\partial M_s / \partial T)$ depinde slab de cîmpul magnetic H (de ex. fig. I.20) și de asemenea C_H este practic independent de H la aceste temperaturi; în consecință efectul magnetocaloric, respectiv creșterea temperaturii dT dată de formula (1.106) se supune unei legi de proporționalitate în funcție

de H . Acest fapt este confirmat experimental de H. Pottser (1934); dependența liniară a efectului magnetocaloric ΔT de cîmpul magnetic H , la temperaturi diferite sub T_0 , determinată de acest autor în cazul fierului, este ilustrată în fig. I.26. Panta acestor drepte pentru $H \rightarrow 0$ și valorile $(\partial M_s / \partial T)_{H=0}$, pot servi la determinări de căldură volumică $C_H(T)$, cu date pur magnetice, făcînd uz de formula (1.106). În figura I.27 au fost reportate curbele de variație a efectului magnetocaloric dT în funcție de temperatură pentru diferite valori ale cîmpului magnetizant. (1) $H = 6,4 \cdot 10^5$ A/m, 2) $H = 4,10^5$ A/m, 3) $H = 1,6 \cdot 10^5$ A/m determinate de același autor pentru Fe. Toate aceste curbe prezintă un maximum la punctul Curie, oferînd astfel posibilitatea determinării precise a acestei temperaturi.

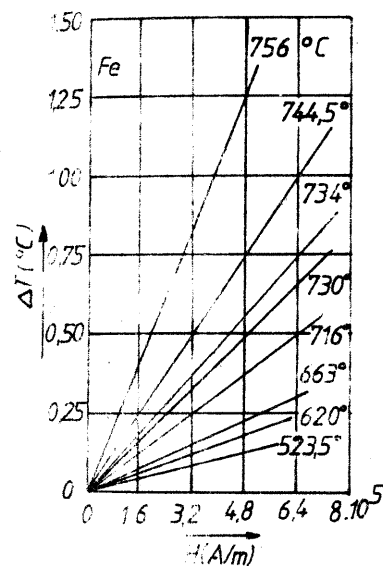


Fig. I.26

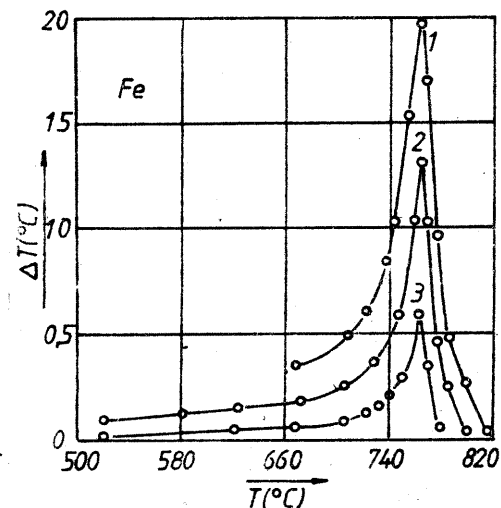


Fig. I.27

6°. Anomalia dilatației termice a solidelor feromagnetice

Variația coeficientului de dilatare termică a solidelor feromagnetice în funcție de temperatură prezintă anomalii, pozitive sau negative, manifestate printr-o inversare de pantă. La temperatura Curie, a curbilor de variație termică a coeficientului de dilatare termică. Figura I.28 indică alura acestor curbe determinate de P.Chevenard, pentru câteva aliaje de Fe-Ni. Anomalia, pozitivă pentru aliajele bogate în Ni, devine negativă pentru aliajele ce conțin

mai puțin de 70 % Ni. Se pot realiza aliaje la care anomalia negativă să fie suficient de mare pentru a compensa dilatația de origine termică într-un domeniu de temperatură apreciabil. De exemplu, aliajul INVAR (36 % Ni), al cărui coeficient de dilatare ($\alpha = 1,3 \cdot 10^{-6}$) este cu un ordin de mărime inferior celui al

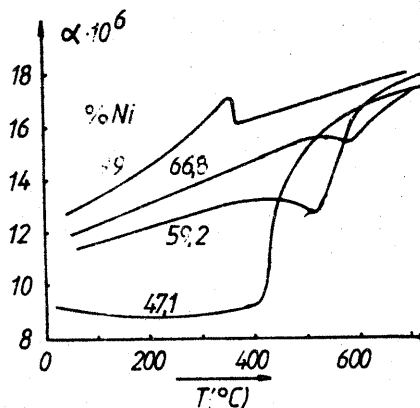


Fig. I.28

metalelor obișnuite, într-un domeniu larg de temperatură, cuprins între temperatura ambiantă și punctul Curie (250-300°C). În cazul unor aliaje de Fe-Pt, conținând 30 % Pt, anomalia magnetică negativă este net superioară dilatării normale astfel că acest aliaj suferă o dilatare negativă (micșorare a dimensiunilor) cu creșterea temperaturii, într-un anumit domeniu de temperatură. Această anomalie poate fi interpretată sub aspect termodinamic, presupunând că deformațiile solidului e_{ij} sunt funcții bine definite de variabilele magnetizație, \bar{M}_s , temperatură T , și tensiune mecanică σ_{ij} . Admițând că tensiunile

sunt constante ($d\sigma_{ij} = 0$), se poate exprima variația deformației în funcție de variația magnetizației dP și a temperaturii dT ,

$$(1.107) \quad de_{ij} = \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial M}\right)_T d\bar{M} + \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial T}\right)_M dT$$

Coeficientul lui dT este coeficientul de dilatare generalizat, în cazul mediilor anizotrope. Acest coeficient se măsoară la magnetizație constantă ($dM=0$); să notăm acest coeficient cu

$$(1.108) \quad a_M^{ij} = \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial T}\right)_M$$

și formula precedentă se scrie:

$$(1.109) \quad de_{ij} = a_M^{ij} dT + \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial M}\right)_T dM$$

Exprimând variația lui M în funcție de variabilele H și T ,

$$(1.110) \quad dM = \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_T dH + \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dT,$$

și introducând această expresie a lui dM în (1.109), obținem:

$$(1.111) \quad de_{ij} = \left[a_M^{ij} + \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial M}\right)_T \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H \right] dT + \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial M}\right)_T \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_T dH$$

Coeficientul lui dT din această expresie (1.111) este coeficientul de dilatație la H constant și la σ constant.

$$(1.112) \quad a_{H, \sigma}^{ij} = a_M^{ij} + \left(\frac{\partial e_{ij}}{\partial M}\right)_T \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{H, \sigma} \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_T$$

Acest coeficient de dilatație ce se măsoară la H constant (în particular la $H = 0$) și la tensiune constantă, comportă doi termeni. Primul a_M^{ij} este coeficientul de dilatare obișnuit care se măsoară la tensiune constantă la toate substanțele care au o polarizație magnetică constantă sau care nu sunt polarizate magnetic ($M = 0$), al doilea termen intervine numai în cazul substanțelor feromagnetice atât timp cât deformația solidului

variază sensibil cu magnetizația (la temperatură și tensiune constantă). Acest al doilea termen interpretează anomalia dilatației solidului datorată feromagnetismului, respectiv polarizației magnetice. Efectiv, acest termen este maximum la temperatura Curie, unde $(\partial M / \partial T)_{H_0}$ este foarte mare. Acest termen conține factorul $(\partial \epsilon_{ij} / \partial M)_{T, \sigma_{ij}}$ numit coeficient de magnetostricțiune, care interpretează variația dimensiunilor solidului în funcție de magnetizare (la temperatură și tensiune constantă). Asupra acestui fenomen vom reveni mai la vale.

d°. Anomalia rezistivității electrice

Rezistența electrică a solidelor feromagnetice variază anomal în funcție de temperatură, în vecinătatea temperaturii Curie. Fig. I.29 indică variația termică a rezistivității nichelului în comparație cu cea a paladiului care nu este feromagnetic. (H.H.Potter, J.C.G.Conybeare).

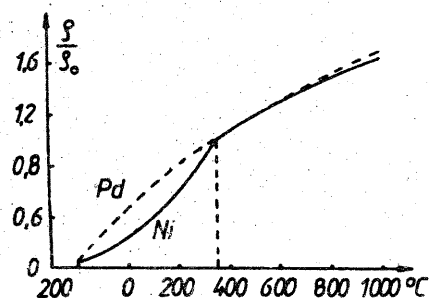


Fig. I.29

La temperatura constantă, rezistivitatea solidelor feromagnetice variază în funcție de cîmpul magnetic exte-

rior, mult mai sensibil decît rezistivitatea solidelor neferomagnetice; de exemplu, această variație în valoare relativă, $\Delta \rho / \rho$ este de ordinul 4 % în cazul aliajului de Fe-Ni (84 % Ni) (L.W.Mc.Keehan). Efectiv rezistivitatea solidelor feromagnetice este sistematic mai mare decît cea a substanțelor neferomagnetice. Această particularitate a rezistivității feromagneticilor este atribuită de Mott (1964) faptului că în feromagnetici sarcinile electrice care participă la conductivitatea electrică sînt electronii de pe nivelurile s,p iar rezistența suplimentară este cauzată de o micșorare a numărului acestor sarcini datorită tranzițiilor electronice de pe nivelurile s,p pe nivelul d neocupat.

e° Magnetismul termoremanent

În cele ce urmează ne vom referi la remanența magnetică pe care o capătă o substanță feromagnetică în timpul răcirii sale de la o temperatură T_1 la T_0 în prezența unui cîmp magnetic H . Intensitatea acestei magnetizări "termoremanente" (prescurtat M.T.R.), măsurată după suprimarea cîmpului H la temperatura T_0 , este definită ca o funcție de H și de intervalul de temperatură (T_1, T_0) în care a acționat acest cîmp. Pentru a preciza aceste circumstanțe se notează adesea această magnetizație termoremanentă sub forma: $M(T_1, H, T_0)$, sau în cazul magnetizației specifice (momentul magnetic al unității de masă), $\sigma(T_1, H, T_0)$. Dacă răcirea a avut loc de la temperatura Curie T_c la temperatura ambiantă T_0 , termoremanența magnetică $\sigma(T_0, H, T_0)$ va fi calificată ca "totală"; ea va fi numită M.T.R. "parțială" cînd cîmpul magnetizant H a fost aplicat numai pe durata răcirii într-un interval de temperatură mai mic, (T_1, T_2) cuprins în intervalul (T_0, T_c) .

Magnetismul termoremanent poate fi considerat ca un tip particular de magnetism remanent numai dacă proprietățile sale diferă de cele ale unei magnetizări remanente obișnuite, comunicate aceleiași substanțe la temperatură constantă, prin simpla aplicare și suprimare a cîmpului magnetizant H ; această magnetizare remanentă "izotermă" (sau cum am numit-o noi, magnetizare remanentă histeretică, prescurtat M.R.H.) (C. Păpușoi, P. Apostol 1979) este o funcție de cîmpul H și de temperatură $M(H, T)$ și alura sa în funcție de H este net diferită de cea a M.T.R. atît timp cît H este sensibil mai mic decît cîmpul coercitiv H_0 al substanței. În această condiție, deosebirea cea mai evidentă dintre M.T.R. și M.R.H. constă în faptul că termoremanența căpătată de o substanță, prin răcire în cîmpul $H \ll H_0$, de la temperatura Curie T_0 la temperatura ordinară T_0 , - respectiv $\sigma(T_0, H, T_0)$, este mult mai mare decît M.R.H., $\sigma(H, T_0)$, provocată de același cîmp H la temperatura T_0 . Această deosebire există teoretic la toate substanțele feromagnetice masive, cu condiția ca $H \ll H_0$, dar ea apare net cînd substanța feromagnetică este studiată sub formă de particule foarte fine, deoarece cîmpul coercitiv al granulelor fine este în general mult mai mare decît cîmpul coercitiv al substanței masive.

Figura I.30 indică alura curbei de magnetizare termoremanentă (M.T.R.) în comparație cu cea a magnetizării remanente anhisteretice (M.R.A.), a magnetizării remanente histeretice (M.R.H.) și a magnetizării induse M (măsurată în prezența cîmpului) pentru un eșantion constituit din particule fine de magnetită (Fe_3O_4) dispersate 1% într-o matrice neferomagnetică (E. Thellier, P. Rimbart 1954).

Se observă că, în domeniul cîmpurilor slabe comparativ cu H_0

($\sim 40 \text{ KA/m}$ în cazul magnetitei), mecanismul M.T.R. este mai

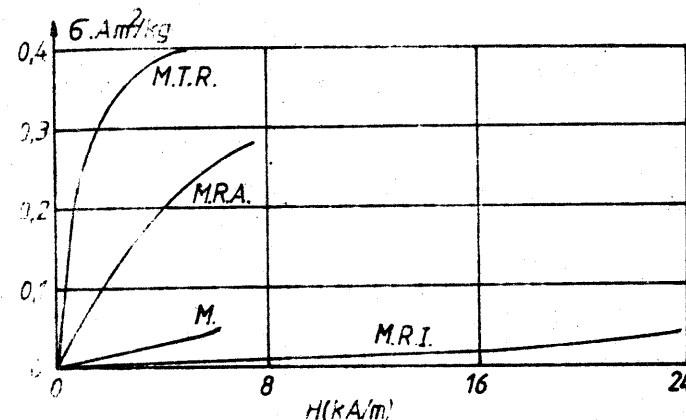
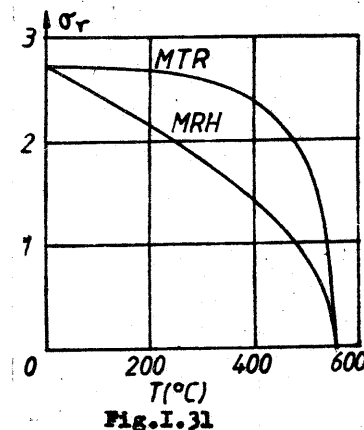


Fig. I.30

eficient decît mecanismul M.R.A. și incomparabil mai eficient decît mecanismul M.R.I. Studiul stabilității acestor remanențe la acțiunea agenților demagnetizanți exteriori (cîmp magnetic constant sau alternativ, temperatură etc.) demonstrează pe de altă parte că M.T.R. se distinge printr-o stabilitate remarcabilă, mai mare decît M.R.A. și mult mai mare decît a M.R.H. De exemplu, stabilitatea termică a M.T.R. în raport cu cea a M.R.H. pentru un eșantion de magnetită este indicată în figura I.31: eșantionul conținînd inițial, la temperatura T_0 , o anumită magnetizare remanentă σ_r (M.T.R. sau M.R.I.) este încălzit succesiv la temperaturi crescătoare T_1, T_2, \dots, T_n și readus de fiecare dată, între două reîncălziri, la temperatura T_0 , (în absen-



ta oricărui câmp exterior), la care se măsoară magnetizarea restantă. Reportind valorile acestei magnetizări restante, măsurate la T_0 , în funcție de temperatura T la care a fost încălzit eșantionul, se obțin curbele din figura I.31 pentru M.T.R. și pentru M.R.H. Este evident că variația termică a M.T.R., în valoare relativă, este mult mai slabă decât cea a M.R.H. atât timp cât temperatura de reîncălzire T nu este prea ridicată, M.T.R. rămâne aproape constantă, pe când M.R.H. descrește liniar cu T .

Aceleași fenomene au fost puse în evidență și în cazul sesquioxidului de fier romboedric $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (hematita), (J.Roquet, 1956) și în cazul unor roci naturale (ca rocile vulcanice) sau artificiale, (argile arse, cărămizi, vase de ceramică etc.) care conțin câteva procente de oxizi de fier. M.T.R. căpătată de aceste materiale în câmpuri magnetice H slabe este foarte stabilă la temperatura ambiantă (~ 300 K) și nu este deloc afectată de câmpul H ; aceasta, deoarece la T_0 câmpul coercitiv H_c al acestor materiale este foarte mare (atingînd valori extrem de mari în cazul $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, de ordinul $5 \cdot 10^5$ A/m), astfel încît câmpurile H slabe sînt incapabile să mai modifice starea lor de magnetizare. Datorită acestei stabilități remarcabile a M.T.R., rocile naturale sau artificiale amintite aici, sînt capabile să conserve în termoremanența lor, la scara timpului istoric și geologic al planetei noastre, amprenta câmpului magnetic terestru care a acționat la epoca răcirii lor; astfel, aceste roci, pot servi la reconstituirea direcției acestui câmp (a declinației și a înclinației magnetice terestre) în trecutul istoric și geologic

al Pămîntului. Mai mult, datorită proprietății de proporționalitate a M.T.R. cu H , în domeniul câmpurilor magnetice slabe (E.Thellier 1938) ele oferă posibilitatea reconstituirii evoluției intensității câmpului magnetic terestru în trecut, pornind de la roci catalogate cronologic. Metoda constă în a măsura M.R.T. originală, ($\sigma_n = KH_n$) căpătată în câmpul H_n , apoi în a demagnetiza eșantionul prin încălzire la temperatura Curie, (675°C fiind punctul Curie cel mai înalt al constituenților magnetici din roci) și în sfîrșit, în a-l remagnetiza, răcindu-l în prezența unui câmp slab H_0 cunoscut. M.T.R. obținută astfel $\sigma_0 = KH_0$, fiind cunoscută, se determină $H_n = H_0(\sigma_n/\sigma_0)$. Reconstituirea direcției și a intensității câmpului magnetic terestru în trecut, pe această bază, constituie obiectul de studiu al arheomagnetismului (la scara timpului istoric) și al paleomagnetismului (la scara timpului geologic).

Procesul magnetizării termoremanente poate fi imaginat simplu dacă admitem că fiecare particulă se magnetizează după un ciclu de histeresis rectangular. Câmpul coercitiv H_c al particulei este o funcție descrescătoare de temperatură care se anulează la temperatura Curie T_0 . În cursul răcirii eșantionului de la T_c la temperatura ambiantă T_0 , în prezența unui câmp H_0 slab comparativ cu câmpul coercitiv, ($H_0 \ll H_c(T)$, temperatura fiecărei particule va trece printr-o anumită valoare T , ($T_0 < T < T_0$) la care $H_c(T) = H_0$. În mod necesar, sub această temperatură T câmpul coercitiv devine mai mare decât H_0 , respectiv $H_c(T_0) \gg H_0$, astfel încît câmpul H_0 (și orice câmp $H < H_c$) nu mai este capabil să modifice magnetizarea pe care a provocat-o la temperatura T .

Momentele magnetice ale purtătorilor remanenței magnetice rămân deci blocate în poziția în care se aflau la temperatura T_1 .

Dar potrivit acestei scheme ar însemna ca un câmp magnetic H_0 oricât de slab să fie capabil să magnetizeze toate particulele la saturație și astfel M.T.R. a eșantionului să fie egală cu magnetizația de saturație independent de valoarea câmpului H ; acest fapt este aproape exact în cazul substanțelor cu câmp coercitiv mic, dar în dezacord cu total cu datele experienței în cazul substanțelor cu câmp coercitiv mare (în particular al substanțelor constituite din particule feromagnetice fine) (de exemplu curba M.T.R. = $f(H)$ fig. I.30). Mecanismul M.T.R. este, prin urmare, mai complicat. Un fenomen nou, descoperit de E. Thellier (1946) oferă posibilitatea depășirii acestei dificultăți. Acest autor constată că termoremanențele magnetice parțiale se bucură de o serie de proprietăți de independență pe care nu le-am putea descrie mai bine decât citindu-l: "Unui interval de temperatură care cuprinde (T_1, T_2) , ($T_0 < T_1 < T_2 < T_c$) îi corespunde, pentru un eșantion dat și un câmp magnetic H constant, un moment magnetic dat, care este căpătat de eșantion, în timp ce, răcindu-se în câmpul H , traversează intervalul (T_1, T_2) . Acest moment, dirijat ca și H în raport cu eșantionul este insensibil la orice reîncălzire la o temperatură inferioară lui T_1 și dispare complet prin reîncălzire la temperatura T_2 . Pe de altă parte, el este independent de alte momente termoremanente căpătate în intervale de temperatură exterioare lui (T_1, T_2) , momente în care de altfel pot fi datorate unor câmpuri diferite de H ca mărime și direcție. Toate aceste momente își adaugă efectele lor geometrice și, oricât de paradoxal ar părea,

fiecare dintre ele păstrează o autonomie reală și oarecum memoria exactă a temperaturilor și a câmpului care l-au definit". Curbele din figura I.32 determinate pentru un eșantion de $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (J. Requet, E. Thellier, 1946) interpretează complet aceste proprietăți:

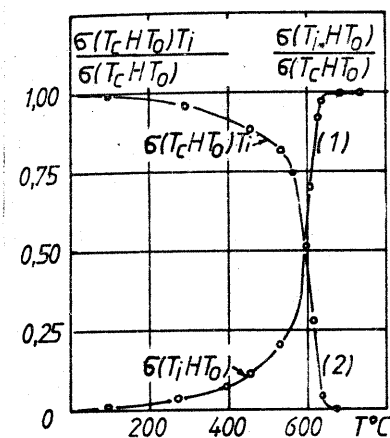


Fig. I.32

(1) de magnetizare termoremanentă progresivă, îi corespunde termoremanența pe care o capătă eșantionul (în prealabil demagnetizat) în cursul răcirii sale de la temperatura T_1 la temperatura ambiantă T_0 în prezența câmpului H slab, respectiv, $\sigma(T_1 H T_0)$. Fiecărui punct de pe curba (2) de demagnetizare îi corespunde M.T.R. restantă după încălzire a eșantionului (care inițial poartă M.T.R. totală $\sigma(T_0 H T_0)$ la temperatura T_1 urmată de răcirea lui la T_0 în câmp nul ($H=0$); notăm această M.T.R. restantă cu $\sigma(T_0 H T_0) T_1$. Valorile acestor termoremanențe, reduse la valoarea M.T.R. totale, sînt raportate în funcție de T_1 în figura I.3. Cele două curbe sînt exact simetrice în raport cu axa orizontală ce trece prin ordonata $1/2$, și această simetrie traduce următorul fapt: O încălzire la temperatura $T_1 \leq T_0$ a unui corp purtător al unei M.T.R. totale $\sigma(T_0 H T_0)$, urmată de o răcire la T_0 în câmp nul, provoacă dispariția unei fracțiuni din această M.T.R., $\sigma(T_0 H T_0) T_1$, egală cu termoremanența $\sigma(T_1 H T_0)$ care ar fi

produsă de câmpul H prin răcirea corpului de la T la T_0 , respectiv,

$$(1.113) \quad \sigma(T_0 H T_0) - \sigma(T_0 H T_0) T_1 = \sigma(T_1 H T_0)$$

Magnetizațiile termoremanente parțiale dobândite în intervale de temperatură consecutive; între T_0 și T_0 în câmpul H se supun legii de aditivitate stabilite experimental de E. Thellier

$$(1.114) \quad \sigma(T_1 H T_0) + \sigma(T_2 H T_1) + \dots + \sigma(T_1 H T_{1-1}) + \\ + \sigma(T_0 H T_1) = \sigma(T_0 H T_0),$$

potrivit căreia suma acestor M.T.R. parțiale este exact egală cu M.T.R. totală. Mai general, dacă răcirea de la T_0 la T_0 este efectuată în intervale succesive $(T_1 T_{1-1})$ în care acționează un câmp H_1 variabil în mărime și direcție de la un interval la altul, se obține o magnetizare termoremanentă egală cu suma vectorială a magnetizărilor $\vec{\sigma}(T_1 \vec{H}_1 T_{1-1})$,

$$(1.115) \quad \vec{\sigma} = \sum_1 \vec{\sigma}(T_1, \vec{H}_1, T_{1-1})$$

Reîncălziri la temperaturi T_1 crescătoare fac să dispară unul câte unul termenii $\sigma(T_1 \vec{H}_1 T_{1-1})$ din această sumă. Să considerăm acum că intervalul $(T_1 T_{1-1})$ este foarte îngust. (de exemplu de ordinul gradului) astfel încât magnetizarea termoremanentă asociată acestui interval $(T_1 H T_{1-1})$ să corespundă mai curând unei temperaturi finite T_B ; ($T_B = (T_1 + T_{1-1})/2$), decît unui interval de temperatură. Această M.T.R. parțială căpătată la temperatura T_B , corespunde sumei momentelor magnetice ale unui anumit număr de particule. În acord cu proprietățile de autonomie a M.T.R. parțiale expuse mai sus, magnetizarea termoremanentă datorată acestor particule ră-

mine insensibilă (blocată) la orice încălzire efectuată la temperaturi inferioare temperaturii T_B și dispăre cînd $T > T_B$. Se constată că, efectiv, la temperaturi superioare temperaturii T_B , magnetizarea acestor particule este o funcție reversibilă de câmpul magnetic H (în particular pentru $H=0$ magnetizarea este nulă). Această comportare este asemănătoare comportării paramagnetice dar ea are loc într-un interval de temperatură situat sub temperatura Curie, respectiv intervalul (T_C, T_B) în care susceptibilitatea este mult mai mare decît susceptibilitatea paramagnetică obișnuită; din acest motiv ea este numită comportare superparamagnetică sau superparamagnetism. Sub temperatura T_B , magnetizarea particulelor rămîne blocată în direcția pe care o avea la T_B .

Explicația acestor fenomene a fost dată de L. Néel (1949) în cadrul teoriei relaxării magnetizării particulelor fine. Conform acestei teorii, în câmpuri H slabe nu este posibil să se modifice magnetizarea unei particule foarte fine, cu câmp coercitiv mare, decît într-un interval de temperatură foarte îngust; acesta este intervalul în care timpul de relaxare al magnetizării particulei este de ordinul de mărime al duratei experiențelor. Deasupra acestui interval magnetizarea particulei urmărește reversibil variațiile câmpului slab (superparamagnetism); sub acest interval magnetizarea rămîne blocată în direcția sa inițială (magnetism termoremanent).

1.4. Proprietăți feromagnetice puse în relief prin interacțiuni magneto-elastice

1.4.1. Efectul tratamentului mecanic asupra magnetizării

a°. Efectul tensiunilor

În general tensiunile mecanice produc o deformare considerabilă a curbelor de magnetizare a substanțelor feromagnetice. Se constată experimental că, dacă aceste tensiuni (forțe exercitate pe unitatea de suprafață) provoacă deformări permanente ale solidelor feromagnetice, permeabilitatea magnetică este totdeauna mai mică decât cea a solidului nedeformat permanent. În schimb, dacă tensiunile sînt inferioare celor corespunzătoare limitei de elasticitate, se constată că, la unele substanțe, tensiunile produc o creștere a permeabilității în timp ce la altele ele produc o micșorare. Această variație pozitivă sau negativă a permeabilității depinde totodată și de semnul tensiunii sau, cu alte cuvinte, dacă este vorba de tracțiune sau întindere (tensiune +) sau de comprimare. (tensiune -). Figura I.33 indică efectul tracțiunii și al comprimării asupra polarizării magnetice $M = f(H)$ a unui

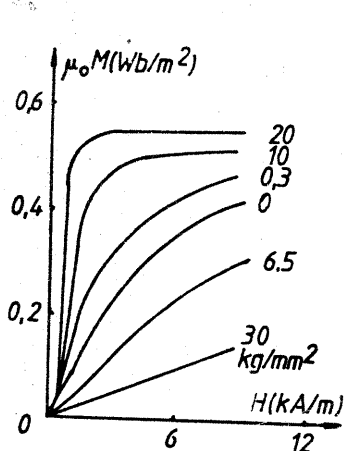


Fig. I.33

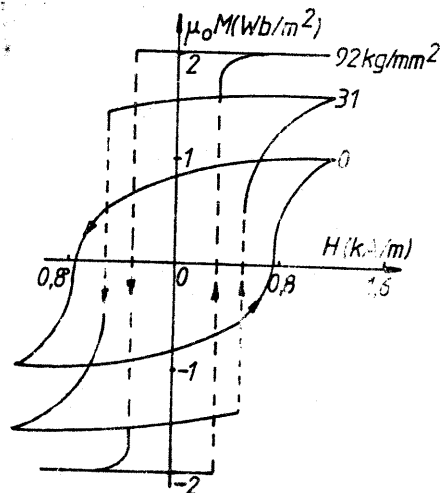


Fig. I.34

șantion de Ni. Se observă că tracțiunile micșorează permeabilitatea, iar comprimările, dimpotrivă, o măresc. Efectul tensiunilor poate să fie diferit dacă substanța feromagnetică se află în câmp magnetic slab sau în câmp puternic. De exemplu în cazul fierului, tracțiunile fac să crească susceptibilitatea în câmpurile slabe și să se micșoreze în câmpuri mai intense. Comprimările au un efect invers.

În figura I.34 sînt date ciclurile de histeresis obținute de Sixtus și Tonks (1931) cu un fir de aliaj de Ni-Fe (Ni 15 %) supus unor tracțiuni diferite. Ciclul de histeresis devine practic rectangular în cazul tracțiunilor puternice; aceasta ar corespunde rotirii la unison, a momentelor magnetice ale tuturor purtătorilor elementari ai feromagnetismului (- momente aliniate în direcția câmpului prin efectul tracțiunii paralele cu câmpul -) în momentul în care valoarea câmpului exterior H este egală cu câmpul coercitiv.

Dacă tracțiunea este dirijată perpendicular pe direcția câmpului, efectul este exact asemănător cu cel al unei comprimări în direcția câmpului și invers.

b°. Efectul laminării la rece

În general orice tratament mecanic la rece produce tensiuni interne în aliajele feromagnetice. Dacă aceste tensiuni sînt haotice, ele diminuează calitățile magnetice ale aliajului. Calitățile vor fi ameliorate sensibil dacă aliajul este supus ulterior unui tratament special, constînd fie numai din tracționare, fie torsionare, fie laminare etc. Curbele din Figura I.35 sînt determinate pentru un aliaj de Fe-Si (3,5%Si), recopt în hidrogen la 1100°C, apoi laminat la cald după procese-

deul obișnuit (curba 1) și la rece (curba 2). Se observă că, în cazul laminărilor la rece, permeabilitatea și inducția magnetică de saturatie sînt sensibil mai mari. Acest fenomen este

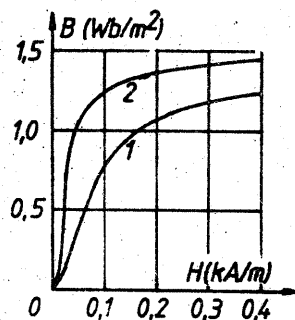


Fig. I.35

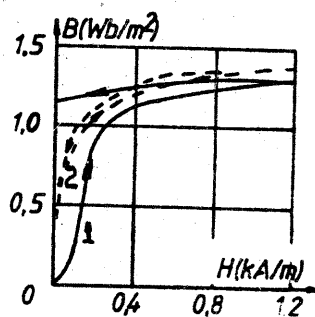


Fig. I.36

în relație directă cu orientarea microcristalelor de Fe-Si în direcția de laminare și în direcția perpendiculară pe planul foliei laminate. Analiza difractometrică de raze X confirmă aceste orientări pentru 60 % din totalul microcristalelor. Efectul laminării se traduce prin apariția unei anizotropii magnetice considerabile, comparabilă de altfel cu cea a monocristalelor.

c°. Efectul vibrațiilor

Vibrațiile mecanice modifică sensibil alura curbei de primă magnetizare și a ciclului de histeresis. Figure I.36 indică alura curbelor $B = f(H)$ în absența vibrațiilor (curba 1) și în prezența lor curba (2). Creșterea permeabilității inițiale și a saturației magnetice, ca efect al vibrațiilor mecanice s-ar datora faptului că tensiunile produse de vibrații produc o micșorare a tensiunilor locale din microcristale, facilitând astfel învingerea barierelor care se opun orientării, în sensul cîmpului H a momentelor magnetice ale purtăto-

rilor feromagnetismului.

1.4.2. Fenomenul de magnetostricțiune

Acest fenomen constă în variația dimensiunilor solidului feromagnetic în timpul procesului de magnetizare. Efectul cîmpului magnetic H asupra dimensiunilor solidului este numit uneori efect Joule. Fenomenul de producere a unei curbări a solidului sub acțiunea cîmpului H este numită efect Guillemin. Torsionarea solidului produsă prin acțiunea unui cîmp magnetic longitudinal și a unui cîmp magnetic circular se numește efect Wiedemann. Pentru fiecare dintre aceste fenomene există și un efect invers. Fenomenul de magnetostricțiune (variația dimensiunilor cu cîmpul H) este în relație directă cu variația magnetizației M în funcție de tensiunile mecanice σ . Această relație este previzibilă pornind de la considerații termodinamice privind variația energiei interne a solidului. Variația densității volumice de energie internă du , în aceste circumstanțe este determinată de variațiile inducției \vec{B} , a entropiei S și a dimensiunilor; astfel, luînd în considerație numai variațiile reversibile, se poate scrie:

$$(1.116) \quad du = \vec{H} \cdot d\vec{B} + \sigma_{ij} de_{ij} + TdS$$

sau

$$(1.117) \quad d(u - \vec{H} \cdot \vec{B} - \sigma_{ij} e_{ij} - TS) = - \vec{B} \cdot d\vec{H} - e_{ij} d\sigma_{ij} - SdT$$

în care

$$(1.118) \quad w = u - \vec{H} \cdot \vec{B} - \sigma_{ij} e_{ij} - TS$$

este funcția caracteristică. Deoarece du este o diferențială totală exactă,

$$(1.119) \quad -d\omega = \vec{B} \cdot d\vec{H} + \sigma_{ij} d\sigma_{ij} + SdT$$

va fi de asemenea o diferențială totală exactă, fapt în virtutea căruia pot fi scrise relațiile:

$$(1.120) \quad \left(\frac{\partial B}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{H,T} = \left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial H}\right)_{T,\sigma_{ij}}; \quad \left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{H,\sigma_{ij}} = \left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_{T,\sigma_{ij}},$$

$$\left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T}\right)_{H,\sigma_{ij}} = \left(\frac{\partial S}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{H,T}$$

Variația dimensiunilor cu câmpul magnetizant, care ne interesează aici, este conținută numai în prima dintre aceste trei relații. Ținând seama de faptul că $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$, și că \vec{H} este una dintre variabilele alese, se poate scrie că

$$(1.121) \quad \left(\frac{\partial B}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{H,T} = \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{H,T},$$

și astfel, prima relație din (1.120) mai poate fi scrisă sub forma:

$$(1.122) \quad \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{H,T} = \left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial H}\right)_{T,\sigma_{ij}}$$

Dacă tensorul tensiunilor σ_{ij} se reduce la o tracțiune sau la o comprimare în direcția câmpului, se poate nota $\sigma_{ij} = \sigma$ și $\sigma_{ij} = \frac{\delta l}{l} = \lambda$, și formula (1.122) capătă următoarea formă:

$$(1.123) \quad \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma}\right)_{H,T} = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_{T,\sigma}$$

Formulele (1.122) și (1.123) sugerează că substanțele a căror magnetizație M crește în funcție de tensiunea σ , au o magnetostricțiune pozitivă: dimensiunile cresc în funcție de câmpul magnetizant H . Dimpotrivă, substanțele a căror magnetizație se micșorează în funcție de σ , au o magnetostricțiune negativă. Substanțele a căror magnetizație este invariabilă la tensiuni

au o magnetostricțiune nulă (de exemplu, aliajul Ni-Fe, 82%Ni).

Curbele din figura I.37 indică variația magnetostricțiunii

$\lambda = \Delta l/l$ (în direcția câmpului magnetizant H) în funcție de H ,

pentru eșantioane policristaline de fier (Kornetzki 1943) de nichel (Masiyama 1932) și de cobalt (Nishiyama 1929). Alura acestor curbe sugerează că, pentru fiecare substanță există o magnetostricțiune de saturatie λ_s , care este realizată la câmpuri magnetizante de intensități diferite pentru substanțe diferite. Formula (1.123) se verifică satisfăcător cu datele experimentale

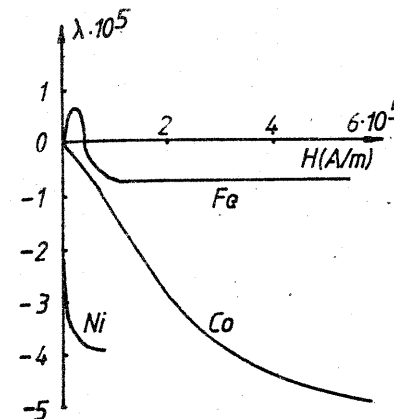


Fig. I.37

pentru fier în câmpuri puternice și pentru Ni și Co în câmpuri medii. În cazul fierului, variației magnetostricțiunii, determinate experimental în câmpuri slabe, îi corespund, în formula 1.123, variații ale magnetizației care sînt de 10-15 ori mai mici decît cele observate. Acest dezacord este explicabil deoarece formula (1.123) a fost dedusă pentru fenomene reversibile, în timp ce, în câmpuri mai mici decît câmpul necesar pentru a realiza saturația magnetică, magnetizația variază ireversibil cu H și astfel variabilele H , σ și T nu mai sînt suficiente pentru a defini starea sistemului. Curba din figura I.38 indică variația magnetostricțiunii în funcție de câmp, în cazul eșantioanelor de fier, cînd eșantionul este supus succesiv unor tensiuni diferite (Honda și Shimizu 1902). Schimbarea semnului magnetostricțiunii are

loc la valori din ce în ce mai mici ale cîmpului pe măsură ce se mărește tensiunea; pentru tensiuni mai mari de 15 Kg/mm^2 magnetostricțiunea este negativă pentru toate valorile cîmpului magnetizant.

Alura curbei din figura I.39 indică variația magnetostricțiunii de saturație, λ_s a aliajelor de Ni-Fe, în funcție de procentajul de nichel din aliaj. Se observă că pentru aliajul de Ni-Fe care conține 82% Ni magnetostricțiunea de saturație se anulează. Pentru concentrații de Ni mai slabe decât 82% magnetostricțiunea aliajelor de Ni-Fe este pozitivă iar pentru concentrații mai mari ea este negativă. Magnetostricțiunea lineară cea mai puternică, $\lambda_s = (\Delta l/l)_s = -130 \cdot 10^{-6}$ a fost observată în cazul unui aliaj de Fe-Co (70%Co) supus unui cîmp magnetizant de $1,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}$. Magnetita Fe_3O_4 are o magnetostricțiune de saturație λ_s de $+37 \cdot 10^{-6}$.

În principiu, dacă dimensiunile eșantionului cresc în direcția cîmpului, ele se micșorează în

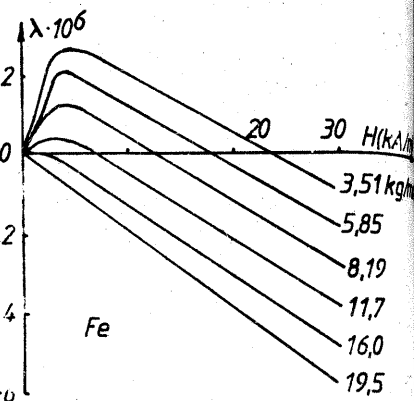


Fig. I.38

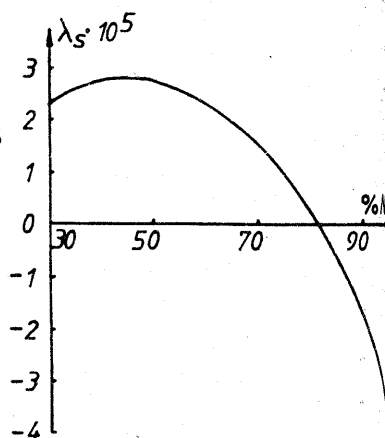


Fig. I.39

direcția perpendiculară pe cîmp, astfel încît volumul să rămînă

constant. Totuși măsurările de mare precizie au pus în evidență o ușoară variație a volumului. De exemplu, unui cîmp magnetizant de $1,5 \cdot 10^5 \text{ A/m}$, îi corespunde o magnetostricțiune de volum $\Delta v/v$ slabă, de $0,33 \cdot 10^{-6}$ în cazul nichelului, 10^{-6} în cazul fierului și relativ mai puternică, $40 \cdot 10^{-6}$ în cazul aliajului de Ni-Fe (28%Ni). În figura I.40 au fost reportate

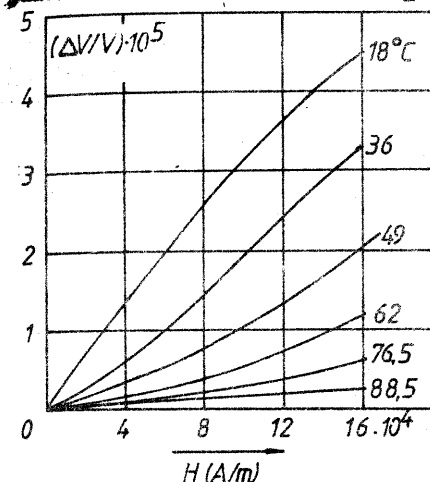


Fig. I.40

curbele de variație a magnetostricțiunii volumice $\Delta v/v$ în funcție de cîmpul magnetizant H , pentru diferite temperaturi, în cazul aliajului de Ni-Fe (28%Ni) (Kornetzki, 1935).

1.5 Premize pentru integrarea fenomenelor observate în teoria magnetismului. Ipotezele lui Weiss

Ansamblul faptelor experimentale expuse în acest capitol I, pune în relief aspecte ale feromagnetismului atât de variație, încît problema integrării lor într-o teorie generală devine extrem de complicată. Se va vedea, de altfel, că în feromagnetism nu există o teorie generală, iar modelele pe baza cărora se încearcă interpretarea faptelor observate sînt efectiv reprezentări idealizate ale unei realități infinit mai complexe.

Înainte de a amorsa aici problema integrării în teorie a fenomenelor feromagnetice observate, să desprindem din acest ansamblu următoarele aspecte primordiale care rovesc atenția în mod deosebit:

1°. Mai întâi, faptul că substanțele feromagnetice pot fi magnetizate până la saturație, la temperatura ambianță, în cîmpuri magnetice relativ slabe, oricum incomparabil mai slabe decît cele cerute de substanțele paramagnetice pentru a atinge saturația magnetică la aceeași temperatură.

2°. Apoi, faptul că proprietățile feromagnetice, în particular saturația feromagnetică există numai într-un domeniu de temperatură finit, cuprins între 0 K și temperatura Curie T_C .

3°. În fine, în mod deosebit, anomaliile propriu-zise ale nemagnetice ale substanțelor feromagnetice, anomalii care apar în vecinătatea temperaturii Curie și dispar odată cu dispariția proprietăților feromagnetice. Aceste anomalii sînt influențate sensibil de cîmpul magnetic exterior; mai exact, ele există independent de starea de magnetizare a substanței feromagnetice, manifestîndu-se atît în cazul substanței magnetizate la saturație cît și în cazul substanței în stare demagnetizată sau în stare magnetic nulă. S-a văzut de altfel că interpretarea termodinamică a acestor anomalii implică variații reversibile ale inducției și polarizației magnetice în funcție de cîmp și de temperatură, iar această reversibilitate are loc în cazul substanței polarizate la saturație.

Tocmai aceste aspecte sugerează ideea că magnetizația de saturație M_s preexistă în orice feromagnetic la nivel

microscopic, independent de cîmpul magnetic exterior, dar ea nu se poate manifesta macroscopic decît sub efectul unui mic aport de energie, ca de exemplu cel pe care îl poate furniza aplicarea unui cîmp magnetic exterior, relativ slab.

În lumina acestor fapte, apare destul de naturală ipoteza lui P. Weiss (1907), potrivit căreia, proprietatea intimă, fundamentală, a oricărui solid feromagnetic, constă în faptul că, în intervalul de temperatură (0°K , T_C), există în aceste solide o magnetizare spontană independentă de cîmpul magnetic exterior, intensitatea acestei magnetizări fiind egală cu magnetizația de saturație M_s a solidului. Această primă ipoteză a lui Weiss ar veni în contradicție cu rezultatele experiențelor elementare potrivit cărora, la scara macroscopică, un feromagnetic poate să nu prezinte o magnetizație, ca, de exemplu, în cazul stării magnetice nule. Pentru a eluda această obiecție P. Weiss este nevoit să "inventeze" domeniile de magnetizare spontană. Potrivit acestei noi ipoteze, solidul feromagnetic este presupus subdivizat structural în domenii elementare magnetizate la saturație. În fiecare domeniu momentele magnetice elementare sînt orientate paralel, iar orientările magnetice ale acestor domenii sînt repartizate aleatoriu, astfel încît rezultanta lor în stare magnetică nulă a solidului să fie statistic nulă. Dacă nominalizăm aceste domenii, notînd de exemplu volumul domeniului i cu v_i și momentul său magnetic cu \vec{M}_{si} , momentul magnetic total \vec{M} al solidului demagnetizat, (respectiv suma geometrică a tuturor momentelor domeniilor) va fi nulă:

$$(1.124) \quad \vec{M} = \sum_i \vec{M}_{si} = \sum_i \vec{M}_{si} v_i = 0$$

$\vec{M}_{si} = \vec{m}_{si}/v_i$ reprezintă magnetizația domeniului i ; modulul acestui vector este același pentru toate domeniile dar orientarea lui poate să fie variabilă de la un domeniu la altul. În acest mod se poate admite că feromagnetismul este prezent la scara microscopică fără a fi necesar ca el să se manifeste la scara macroscopică. Când solidul feromagnetic este supus acțiunii unui câmp magnetic exterior, magnetizația ce se măsoară este efectiv o magnetizație medie, această medie fiind operată asupra ansamblului domeniilor din solidul dat, orientarea magnetică a acestor domenii fiind de data aceasta favorizată statistic în sensul câmpului. Astfel, notînd cu V volumul total, această magnetizație medie,

$$(1.125) \quad \vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{M}_{si} v_i,$$

va fi diferită de zero; ea va fi egală cu magnetizația de saturație M_s cînd momentele tuturor domeniilor vor fi orientate în sensul câmpului magnetic exterior.

P. Weiss nu a încercat să justifice existența acestor domenii de magnetizare spontană ci numai le-a propus ca o simplă ipoteză. Existența lor a fost dovedită experimental mai tîrziu fie indirect de Barkhausen (efectul discontinuităților în procesul de magnetizare), fie direct, prin vizualizarea configurațiilor de domenii în lumina naturală, (figurile lui Bitter) sau în lumina polarizată (efect Kerr, efect Faraday). Ipoteza existenței domeniilor apare, de altfel, foarte naturală din considerații energetice simple: un corp magnetizat creează un câmp magnetic și o anumită energie este stocată în acest câmp; ca urmare, acest corp, considerat izolat, nu se află într-o stare de energie minimă, sau altfel, el nu se află

într-o stare energetic favorizată. Dar această energie ar fi sensibil micșorată dacă solidul feromagnetic ar fi divizat în mici domenii magnetizate la saturație în toate direcțiile. Într-un caz simplu se poate aprecia imediat că energia magnetică a două domenii, respectiv a doi dipoli paraleli este mai mare decît cea a doi dipoli antiparaleli. Acțiunea unui câmp magnetic exterior asupra solidului feromagnetic, (în condițiile existenței domeniilor magnetice) constă, nu în creșterea magnetizării domeniilor (ele sînt deja magnetizate la saturație), ci numai în învingerea rezistenței unor factori secundari care tind să stabilizeze echilibrul termodinamic al structurii de domenii.

Cele două ipoteze ale lui Weiss (existența magnetizării spontane și existența domeniilor de magnetizare) au amorsat cercetările din domeniul teoriei feromagnetismului pe două direcții distincte:

1. Pe de o parte în direcția explicării originii magnetizării spontane: Teoria magnetizării spontane a domeniilor.
2. Pe de altă parte în direcția interpretării magnetismului tehnic pe baza dinamicii domeniilor de magnetizare spontană în procesul magnetizării feromagnetice: Teoria curbelor de magnetizare.

În continuare, expunerea noastră privind interpretarea teoretică a fenomenelor feromagnetice observate va fi succesiv axată pe aceste două direcții. Dar mai întîi este necesar să precizăm natura purtătorilor elementari ai magnetizației de saturație din domeniile lui Weiss, sau altfel, să definim momentele magnetice elementare care contribuie efectiv la momentul magnetic total al domeniilor de magnetizare spontană.

B I B L I O G R A F I E

- AHARONI, A., Phys.Rev., 131, 1478, (1963)
- CHEVENARD, P., Rev. mét. Mém. 14, 610, (1917)
- DANAN, H., HERR, A., MEYER, A.J.P., J.Appl.Phys., 39, 669, (1968)
- FREI, E.H., SHTRIKMANN, S., TREVES, D., Phys.Rev., 106, 446, (1957)
- GRIFFEL, M., SKOCHDOPOLE, R.E., SPEDDING, T.H., Phys.Rev. 93, 657, (1954)
- HONDA, K., SHIMIZU, S., Phil.Mag., 4, 45, (1902)
- JACOBS, I.S., BEAN, C.P., Phys.Rev., 100, 1060, (1955)
- KLINCKHARDT, H., Ann.Phys., Lpz., 84, 167, (1927)
- KORNETZKI, M., Zs.f.Phys., 97, 662 (1935); Ann.Phys. 5, 43, 203, (1943)
- KUHLEWEIN, H., Wiss Veröf.Simens.Konz.II Hf.1, 124, (1932)
- LAPP, E., Ann.Phys., Paris, 12, 442, (1929)
- MASIYAMA, Y., Sci.Rep.Tohoku Univ., 21, 394, (1932)
- MOTT, N.F., Proc.Phys.Soc., 47, 571, (1935); Adv.Phys. 13, 325, (1964)
- NÉEL, L., Ann.Géophys, Paris, 5, 99, (1949); APPL.Sci.Res. Haga, B4, 13, (1954); C.R.Paris, 246, 2313, (1958); C.R.Paris 246, 2963, (1958); Phil.Mag.Suppl.4, 191, (1955)
- NGUYEN VAN DANG, C.R., C.R.Paris, 246, 2357 (1958)
- NISHIYAMA, Z., Sci.Rep.Tohoku Univ. 18, 341, (1929)
- PAPUSOI, C., APOSTOL, P., Phys.Stat.Sol. (a) 54, 477, (1979)
- PAPUSOI, C., Proprietăți magnetice ale corpului solid, pp.260, Univ."Al.I.Cuza" Iași, 1980 (uz intern)
- POTTER, H., Proc.Roy.Soc., A 146, 362, (1934)
- PREISACH, F., Z. Physik 94, 277, (1935)
- RAYLEIGH, LORD, (J.W.STRUTT), Phil.Mag. 23, 225, (1887)

- RAQUET, J., THELLIER, E., C.R. Paris, 222, 1288, (1946)
- RAQUET, J., Ann.Géophys., Paris, 10, 226, 282, (1954)
- SIXTUS, K.J., TONKS, L., Phys.Rev., 37, 930, (1931); Phys. Rev., 43, 70, 931, (1933)
- SNOEK, J.L., J.Phys.Rad., 12, 288, (1951)
- STONER, E.C., WOHLFARTH, E.P., Phil.Trans. Roy.Soc. A 240, 599, (1948)
- SYKES, C., WILKINSON, H., Proc.Phys.Soc. Lond. 50, 834, (1938)
- THELLIER, F., Ann.I.P.G. Paris, 26, 157, (1938)
- THELLIER, E., RIMBERT, F., C.R. Paris, 239, 1399, (1954)
- THELLIER, E., C.R. Paris, 223, 319, (1946)
- UMINO, S., Sci.Rep.Tohoku Univ., 16, 593, (1927)
- WEISS, P., J.Phys.Chim. Hist. nat., 6, 661, (1907)
- WEISS, P., FORRER, R., Ann.Phys.Paris, (10) 12, 279, (1929)
- Ann.Phys. Paris, 5, 153, (1926).

CAPITOLUL II

NATURA MOMENTELOR MAGNETICE ELEMENTARE IN SOLIDELE FEROMAGNETICE

2.1. Generalități

Vom considera aici, ca și în Partea I-a (C.P.S. 1980), solidele feromagnetice ca distribuții volumice de curent electric de densitate $\vec{J} = \rho \vec{v}$, în care $\rho = dq/dV$ reprezintă densitatea volumică de sarcini electrice iar \vec{v} viteza medie a acestora. Am definit acolo, (§ 1.4) momentul magnetic al unui curent punctiform de tip dipolar

$$(2.1) \quad \vec{m} = \frac{1}{2} \int_0 [\vec{r} \times d\vec{l}] ,$$

ca o mărime care, în condițiile specificate, nu depinde de originea sistemului de coordonate. Momentul magnetic \vec{m} al unui solid, considerat ca o distribuție volumică de astfel de curenți (fig.II.1) în raport cu originea O, poate fi

definit în aceeași manieră ca și momentul magnetic al curentului punctiform, înlocuind, în formula (2.1) pe $d\vec{l}$ cu $\vec{J} dV$.

$$(2.2) \quad \vec{m} = \frac{1}{2} \int_V [\vec{r} \times \vec{J}] dV =$$

$$= \frac{q}{2} \int_V [\vec{r} \times \vec{v}] dV$$

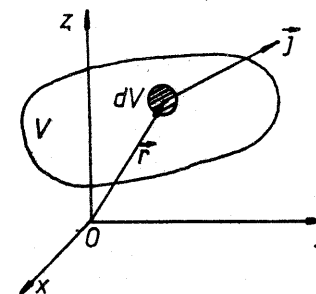


Fig. II.1

Trecând la limită, pentru o sumă finită de particule punctiforme, identice, fiecare cu sarcina electrică q, (făcând $q \rightarrow \infty$ și $dV \rightarrow 0$ dar lăsând mereu $q dV = q$), se obține, pentru momentul magnetic al unei particule, expresia

$$(2.3) \quad \vec{m} = \frac{q}{2} [\vec{r} \times \vec{v}] ,$$

iar pentru momentul magnetic total al distribuției,

$$(2.4) \quad \vec{m} = \sum_k \vec{m}_k = \frac{q}{2} \sum_k [\vec{r}_k \times \vec{v}_k] .$$

Considerând că fiecare particulă are masa de repaus m_q și momentul cinetic corespunzător,

$$(2.5) \quad \vec{p} = m_q [\vec{r} \times \vec{v}] ,$$

expresia momentului cinetic al ansamblului de particule considerat, se scrie sub forma următoare

$$(2.6) \quad \vec{P} = \sum_k \vec{p}_k = m_q \sum_k [\vec{r}_k \times \vec{v}_k] .$$

Formulele (2.2) și (2.6) corespundătoare ansamblului de parti-

cule sau (2.3) și (2.5) corespunzătoare unei particule, dau aceeași valoare a raportului magnetomecanic (moment magnetic pe moment cinetic):

$$(2.7) \quad \frac{|\vec{M}|}{|\vec{P}|} = \frac{|\vec{m}|}{|\vec{p}|} = \frac{q}{2m_q}$$

În cazul mișcării sarcinilor electrice într-un câmp de forțe centrale, (ca de exemplu cel al mișcării orbitale a electronilor), sau mai general, dacă momentul forțelor aplicate particulei sau ansamblului de particule este nul în raport cu o axă, proiecțiile lui \vec{m} și \vec{p} (respectiv \vec{M} și \vec{P}) pe această axă sînt constante. Raportul magnetomecanic $|\vec{M}|/|\vec{P}|$ dat de (2.7) este variabil dacă mediul considerat conține în același timp particule pozitive și particule negative și dacă acestea au mase diferite. Luînd în considerație numai electronii, care $m_q = m_e$, formula (2.7) capătă forma corespunzătoare raportului magnetomecanic al mișcării orbitale

$$(2.8) \quad \frac{m}{p} = - \frac{e}{2m_e} = \frac{M}{P}$$

Valoarea acestui raport este dublă pentru momentul magnetic propriu al electronului și spinului său.

În cazul participării simultane a momentelor orbitale și de spin la momentul magnetic total vom scrie formula (2.8) sub forma următoare:

$$(2.9) \quad \vec{M} = -g_J \frac{e}{2m_e} \vec{P},$$

sau

$$(2.10) \quad \vec{M} = \gamma \vec{P}$$

în care $\gamma = -g_J \frac{e}{2m_e}$ este raportul giromagnetic și

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

este factorul lui Landé și este cuprins între 1 și 2, valorile extreme corespunzînd momentului magnetic orbital ($g = 1$) și momentului magnetic de spin ($g = 2$).

În acord cu considerațiile expuse în Partea I-a (§ 2.1.4) formula (2.9) inclusiv (2.10) este adecvată pentru materialele ale căror proprietăți magnetice sînt datorate unor atomi cu configurații electronice dominate de cuplaje de tip Russel-Saunders ($L-S$), în care energia corespunzătoare despicării de multiplet este mare comparativ cu energia termică ($\Delta W_J \gg k_B T$) (cazul atomilor ușori, incluzînd ionii metalelor de tranziție și ionii pământurilor rare). În cazul materialelor constituite din atomi grei, a căror configurație electronică este dominată de cuplaje de tip $j-j$, și energia corespunzătoare despicării de multiplet este slabă în comparație cu energia termică ($\Delta W_J \ll k_B T$), nu mai este adecvată formula (2.9) ci formula

$$(2.11) \quad \vec{M} = - \frac{e}{2m_e} \left[\frac{4S(S+1) + L(L+1)}{2S(S+1) + L(L+1)} \right] \vec{P}$$

Verificarea experimentală a formulei (2.9) și (2.11) pentru diferite solide feromagnetice oferă posibilitatea stabilirii naturii momentelor magnetice elementare cărora le sînt atribuite proprietățile feromagnetice; natura acestor momente elementare poate fi apreciată după valorile pe care le capătă factorul g .

Dacă se măsoară \vec{M} în magnetoni Bohr-Procopiu, μ_B , (respectiv, $\vec{M}_B = \vec{M}/\mu_B$), iar \vec{P} în unități cuantice, $\hbar/2\pi$ (respectiv $\vec{P}_Q = \vec{P}/(\hbar/2\pi)$), formulele (2.9) și (2.11), pot fi scrise mai simplu, ținînd seama de faptul că $\mu_B = eh/4\pi m_e$:

(2.12)

$$\vec{M}_B = -g\vec{P}_Q$$

În acord cu formulele (2.8), (2.9) momentele magnetice și cinetice ale electronilor se corelează direct cu momentul magnetic și momentul cinetic al solidului. Astfel, dacă, printr-un procedeu oarecare producem o modificare a momentului magnetic al solidului, trebuie să ne așteptăm la apariția unei modificări corespunzătoare a momentului său cinetic. Efectiv, procesul de magnetizare a solidului se traduce printr-o aliniere a momentelor magnetice elementare și în consecință, printr-o modificare a momentelor cinetice elementare (ale electronilor), dar, în virtutea principiului conservării momentului cinetic, modificarea momentului cinetic al electronilor va trebui să fie asociată cu o modificare a momentului cinetic al rețelei cristaline, respectiv a solidului. Se deduce astfel că, în principiu, dacă se aplică un câmp magnetic unei bare solide, suspendată astfel încât să se poată mișca liber în jurul centrului său de greutate, procesul de magnetizare a barei va fi însoțit de o deplasare a acestuia în raport cu punctul de suspensie. Acest efect, cunoscut sub numele de efect giromagnetic a fost prevăzut teoretic de Maxwell (1861), dar încercările sale de confirmare experimentală a acestei previziuni au rămas fără succes. Cercetările experimentale ulterioare privind efectul giromagnetic, s-au axat pe două tipuri de experimente, unul invers celuilalt, ambele bazate pe același principiu:

a. Rotația bruscă a magnetizării unei bare feromagnetice (prin inversarea câmpului magnetizant exterior) produce, asupra barei, un cuplu mecanic măsurabil (efect Einstein și De Haas 1915, "rotație prin magnetizare").

b. Rotația bruscă a unei bare feromagnetice, produce o orien-

tare a momentului cinetic al ansamblului de electroni, în direcția axei de rotație și, implicit, un moment magnetic măsurabil după aceeași axă (efect Barnett, 1915, "magnetizare prin rotație").

2.2. Efecte giromagnetice

2.2.1. Efect Maxwell. Momentul cinetic intern datorit magnetizării solidului

Dispozitivul utilizat de Maxwell pentru a demonstra existența momentului cinetic intern datorat magnetizării, este reprezentat schematic în figura II.2.

O bară paralelipipedică magnetizată, având axa longitudinală dirijată după direcția Ox, este antrenată într-o mișcare de rotație uniformă, în jurul axei verticale Oz. Această bară, având centrul de greutate în O, se poate roti liber în jurul axei orizontale Oy. Momentul de inerție în raport cu axa Oy poate fi modificat, convenabil, deplasând simetric două mase mici, Q, pe axa Ox.

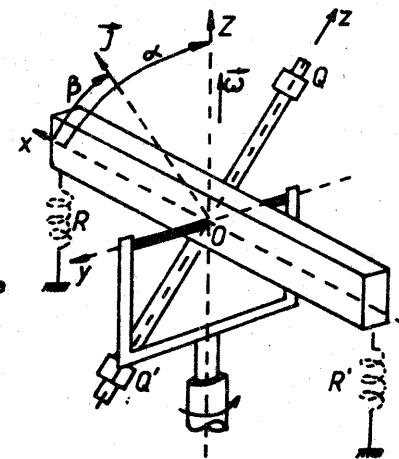


Fig. II.2

Considerând că axele ortogonale x, y, z sînt axele de inerție principale ale barei, și că

$$A = \sum m_i (y_i^2 + z_i^2), \quad B = \sum m_i (x_i^2 + z_i^2), \quad C = \sum m_i (x_i^2 + y_i^2),$$

reprezintă momentele de inerție în raport cu aceste axe, sumele cuprinzînd toate punctele materiale de masă m_i ale barei. Notăm cu α unghiul format de axa magnetului (Ox) cu axa verticală Oz, $\vec{\omega}$ fiind viteza unghiulară impusă sistemului în jurul axei

OZ. Considerăm că momentul cinetic total \vec{J} al barei, în raport cu centrul O, este dirijat sub un unghi β față de axa magnetului. Momentul cinetic intern \vec{P} , datorat magnetizării (a cărei existență trebuie să fie demonstrată în această experiență) este dirijat, (în acord cu relațiile vectoriale (2.9) sau (2.12)) după axa magnetului, Ox:

$$(2.13) \quad \vec{P} = r \vec{M}$$

în care constanta girometrică

$$(2.14) \quad r = - (2m_e/e)(1/g)$$

este aceeași pentru întregul magnet cât și pentru electron, conform formulelor (2.7) și (2.9).

Componentele momentului cinetic total \vec{J} pe cele trei axe ortogonale, x,y,z, antrenate cu sistemul, sînt:

$$J_x = A \omega_x + rM, \quad J_y = B \omega_y, \quad J_z = C \omega_z.$$

Dar, componentele vectorului $\vec{\omega}$ pe aceste axe fiind

$$\omega_x = \omega \cos \alpha, \quad \omega_y = \omega \cos(\pi/2) = 0, \quad \omega_z = \omega \sin \alpha,$$

componentele momentului \vec{J} se reduc numai la două, cele situate în planul xOz, în care este situat de altfel și \vec{J} , astfel:

$$(2.15) \quad J_x = A \omega \cos \alpha + rM; \quad J_y = 0; \quad J_z = C \omega \sin \alpha$$

Conform teoremei generale a momentului cinetic,

$$(2.16) \quad \frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\Gamma}$$

în care $\vec{\Gamma}$ este momentul forțelor exterioare aplicate sistemului. Cînd sistemul atinge o stare stabilă în care unghiul α rămîne constant, extremitatea vectorului \vec{J} descrie o circumfe-

rință în jurul axei OZ. În aceste condiții

$$(2.17) \quad \vec{\Gamma} = [\vec{J} \times \vec{\omega}],$$

iar componentele acestui cuplu pe direcțiile axelor x,y,z, sînt,

$$\Gamma_x = \Gamma_z = 0, \quad \Gamma_y = J_z \omega_x - J_x \omega_z,$$

sau ținînd seama de (2.14) și (2.15)

$$(2.18) \quad \Gamma_y = [rM\omega + (A-C)\omega^2 \cos \alpha] \sin \alpha$$

Rezultă că sistemul este supus numai unui cuplu de axă Oy.

Stabilitatea lui corespunde condiției $\Gamma_y = 0$. Sînt posibile următoarele cazuri.

a) $M = 0$: momentul magnetic al barei să fie nul.

Condiția de stabilitate, $\Gamma_y = 0$, corespunde valorilor $\alpha = 0$ și $\alpha = \frac{\pi}{2}$. În acest caz bara se dispune cu axa (Ox) paralelă cu OZ ($c < A$) respectiv perpendiculară pe OZ ($c > A$).

b) $\Gamma_y = 0$ iar $M \neq 0$: În acest caz ecuația (2.18) se scrie:

$$(2.19) \quad rM + (A-C)\omega \cos \alpha = 0$$

Considerînd că $c > A$, bara magnetică ar trebui să se dispună, în absența magnetizării, cu axa Ox perpendiculară pe axa de rotație OZ; dar în prezența unei magnetizări M , produse de exemplu de un curent solenoidal ce înfășoară bara, unghiul α trebuie să fie diferit de $\pi/2$. Se poate aprecia că în condiții experimentale normale, această abatere de la unghiul $\alpha = \pi/2$ este relativ mică; se poate considera $\alpha = \frac{\pi}{2} - \epsilon$ și astfel formula (2.19) particularizată pentru acest caz devine, ținînd

seama de (2.13)

$$(2.20) \quad \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon\right) = \sin \varepsilon \approx \varepsilon = \frac{rM}{\omega(C-A)} = \frac{P}{\omega(C-A)}$$

Inversînd sensul curentului magnetizant se obține o deviație în sens invers, deviația unghiulară totală a sistemului în jurul axei Oy fiind de 2ε . Formula (2.20) arată că această deviație ε , este proporțională cu mărimea momentului cinetic intern $\vec{P} = r\vec{M}$; teoretic sensibilitatea acestui dispozitiv $d\varepsilon/dP$, poate fi mărită la infinit, micșorînd la maximum diferența $(C-A)$, dar practic ea este limitată de imperfecțiunile mecanice ale sistemului, de frecări etc. Efectiv, chiar cu posibilitățile tehnice de care se dispune la epoca actuală, punerea în evidență a acestui efect este la limita posibilităților experimentale. Cu toate că experiențele lui Maxwell n-au dat rezultate, existența acestui efect nu este pusă astăzi la îndoială.

2.2.2. Efect Einstein-De Haas (rotația solidului datorită inversării magnetizării)

În principiu, aplicarea unui cîmp magnetic unei bare feromagnetice se traduce printr-o micșorare a energiei magnetice momentelor magnetice elementare; acest fapt implică o modificare la unison a momentelor cinetice ale purtătorilor momentelor magnetice elementare, momentul cinetic resultant fiind transferat barei. Astfel, bara va fi supusă unui impuls. Pentru evaluarea cantitativă a acestui efect, care să conducă la determinarea raportului giromagnetic al purtătorilor momentelor magnetice elementare, să stabilim mai întîi relațiile generale dintre magnetizare și deplasarea unghiulară a barei.

Considerăm un cilindru, din substanța feromagnetică

de studiat, suspendat de un fir de torsiune, de exemplu de quartz (fig. II.3).

Fasciculul paralel de lumină trimis pe oglinda O solidară cu cilindrul, este deviat pe o riglă transparentă R, spotul obținut indicînd poziția unghiulară a barei cilindrice. Momentul de inerție al barei în raport cu axa $z-z'$ este A iar momentul magnetic, dirijat după aceeași axă, este \vec{M} . Notăm cu α unghiul de deviație al barei, același cu unghiul de torsiune al firului de suspensie. Momentul cinetic total este

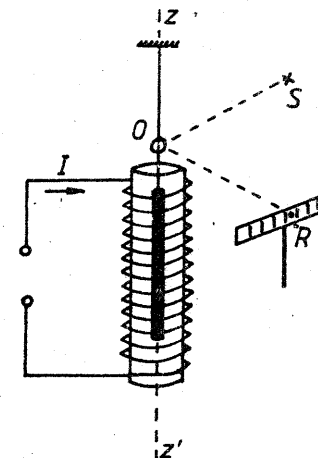


Fig. II.3

$$(2.21) \quad J = A\omega + rM = A\frac{d\alpha}{dt} + rM$$

Momentul forțelor aplicate în raport cu axa zz' este dat de teorema generală a momentului cinetic,

$$(2.22) \quad \Gamma = \frac{dJ}{dt} = A\frac{d^2\alpha}{dt^2} + r\frac{dM}{dt}$$

În sens opus acestui cuplu Γ , acționează cuplul de referință datorit forțelor de torsiune, $C\alpha$, în care C reprezintă constanta de torsiune a firului de suspensie, și cuplul forțelor de frinare aerodinamică, proporțional cu viteza unghiulară a barei, $a\frac{d\alpha}{dt}$, în care a este coeficientul de amortizare aerodinamică a mișcării barei.

$$(2.23) \quad \Gamma' = C\alpha + a \frac{d\alpha}{dt}$$

Condiția de conservare a momentelor cuplurilor active și reactive

$$(2.24) \quad \Gamma + \Gamma' = 0$$

ne conduce la ecuația diferențială a mișcării echipajului mobil din figura II.3.

$$(2.25) \quad A \frac{d^2\alpha}{dt^2} + a \frac{d\alpha}{dt} + C\alpha = -r \frac{dM}{dt}$$

În condițiile barei demagnetizate, $M = 0$, soluția ecuației

(2.25) va corespunde oscilațiilor libere ale barei.

$$(2.26) \quad A \frac{d^2\alpha}{dt^2} + a \frac{d\alpha}{dt} + C\alpha = 0$$

Dacă se neglijează cuplul de frinare aerodinamică, $a \frac{d\alpha}{dt} = 0$, integrala ecuației (2.26) este de forma,

$$(2.27) \quad \alpha = \alpha_0 \sin \omega_0 t$$

în care

$$(2.28) \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{C}{A}}$$

Această soluție (2.27) corespunde oscilațiilor neamortizate ale barei în jurul axei zz' , cu perioada proprie

$$(2.29) \quad T_0 = 2\pi/\omega_0 = 2\pi\sqrt{A/C}$$

Integrala ecuației omogene complete (2.26) este de forma

$$(2.30) \quad \alpha = M e^{k_1 t} + N e^{k_2 t}$$

în care M și N sînt constante de integrare care se determină din condițiile experimentale inițiale, iar k_1 și k_2 sînt rădăcinile ecuației caracteristice a ecuației diferențiale (2.26).

$$(2.31) \quad k_{1,2} = -\frac{a}{2A} \pm \sqrt{\left(\frac{a}{2A}\right)^2 - \frac{C}{A}}$$

Soluția (2.30) ar corespunde unei mișcări oscilatorii a barei dacă discriminantul ecuației caracteristice (2.31) este negativ; această condiție corespunde inegalității

$$(2.34) \quad a < 2\sqrt{CA},$$

care este ușor de realizat practic.

Introducînd notațiile

$$(2.35) \quad \lambda = \frac{a}{2A},$$

$$\omega = \sqrt{\frac{C}{A} - \left(\frac{a}{2A}\right)^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}$$

formula (2.31) se scrie

$$(2.36) \quad k_{1,2} = -\lambda \pm j\omega, \quad \text{cu } j = \sqrt{-1},$$

și formula (2.30) capătă forma

$$(2.37) \quad \alpha = s e^{-\lambda t} \sin(\omega t + \varphi),$$

în care constantele s și φ se determină din condiții inițiale.

Expresia (2.37) reprezintă ecuația unei mișcări oscilatorii amortizate. Viteza de amortizare a oscilațiilor poate fi apreciată în funcție de valoarea decrementului logaritm δ al oscilațiilor, reprezentat prin logaritmul raportului a două amplitudini consecutive aflate la un interval de timp de o perioadă: formula (2.37) permite să se calculeze δ :

$$(2.38) \quad \delta = \log_e \frac{\alpha_t}{\alpha_{t+T}} = \log_e e^{-\lambda T} = \lambda T = \frac{2\pi\lambda}{\omega} = \frac{\pi a}{A\omega}$$

Pentru măsurarea constantei giromagnetice, (constanța r din formulele (2.13) și (2.14)), în funcție de deviația

unghiulară a barei, pot fi utilizate diferite metode experimentale:

a) Metoda balistică

În această metodă se inversează curentul I prin bobina magnetizantă (fig.II.3), fapt care se traduce printr-o variație a magnetizării barei, de la $-M$ la $+M$. Dacă această operație este efectuată într-un interval de timp $(0, \tau)$ mult mai scurt decât perioada T a oscilațiilor proprii ale barei ($\tau \ll T_0$) bara nu se va deplasa în acest interval, dar la sfârșitul lui, când variația magnetizării încetează ($\Delta M = 0$) ea va căpăta deja o viteză unghiulară U_0 de lansare. Distingem astfel două etape în mișcarea sistemului mobil. În prima etapă corespunzătoare intervalului de timp $0 - \tau$, situația este descrisă de integrala ecuației (2.25).

$$(2.39) \quad A \int_0^{\tau} d\left(\frac{d\alpha}{dt}\right) + a \int_0^{\tau} d\alpha + C \int_0^{\tau} \alpha dt = -r \int_{-M}^{+M} dM$$

Condiții la limită: când $t=0$ deviația $\alpha = 0$ și viteza unghiulară $d\alpha/dt = 0$; când $t = \tau$, $\alpha = 0$ iar $(d\alpha/dt) = U_0$. În aceste condiții după efectuarea integrării ecuației (2.39) se obține expresia vitezei unghiulare inițiale de lansare U_0 :

$$(2.40) \quad U_0 = -\frac{2r}{A} M$$

A doua etapă, în mișcarea barei, începe din momentul expirării intervalului de timp $(0, \tau)$ moment pe care îl considerăm acum ca o nouă origine de timp, $t=0$. Acum $\Delta M = 0$, și mișcarea barei este descrisă de ecuația diferențială (2.25), fără membrul al doilea. Integrala acestei ecuații, ținând seama de condiția (2.34), este dată de formula (2.37). Constantele s și φ din această formulă trebuie să corespundă condițiilor

inițiale următoare:

$$\alpha_{t=0} \quad \text{și} \quad \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{t=0} = U_0$$

Prima condiție dă $s \sin \varphi = 0$, a doua $s \omega \cos \varphi = U_0$, de unde rezultă: $\varphi = 0$ și $s = U_0/\omega$. Introducând aceste valori în (2.37) se obține ecuația mișcării barei:

$$(2.41) \quad \alpha = -\frac{2r}{\omega A} M e^{-\lambda t} \sin \omega t$$

În metoda balistică, r , -constanta giromagnetică a barei- se măsoară în funcție de deviația maximă α_m , care, în cazul nostru, este amplitudinea primei oscilații a barei. Această deviație $\alpha = \alpha_m$ are loc în momentul $t = t_m$ în care se anulează viteza unghiulară $(d\alpha/dt)_{t_m} = 0$, condiție care, impusă ecuației (2.41) furnizează relația,

$$(2.42) \quad \operatorname{tg} \omega t_m = \frac{\omega}{\lambda}$$

și, implicit, ținând seama de (2.35), relația:

$$\sin \omega t_m = \omega/\omega_0$$

În aceste condiții ($t = t_m$) formula (2.41) se scrie sub forma,

$$(2.43) \quad \alpha_m = -\frac{2r}{\omega_0 A} M e^{-\lambda t_m}$$

dar, în virtutea relației (2.38) formula (2.42) dă pentru t_m următoarea expresie

$$t_m = \frac{1}{\omega} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2\bar{\kappa}}{\delta} = \frac{\delta}{2\bar{\kappa}\lambda} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2\bar{\kappa}}{\delta}$$

care, pentru δ foarte mic ($\delta \rightarrow 0$), implicit $\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2\bar{\kappa}}{\delta} \approx \frac{\pi}{2}$, se reduce la $\lambda t_m = \delta/4$, și $e^{-\lambda t_m} \approx 1 - (\delta/4)$. În aceste condiții formula (2.43) se scrie:

$$(2.44) \quad \alpha_m = -\frac{2r}{\omega_0 A} M \left(1 - \frac{\delta}{4}\right)$$

Pentru $\delta/4 < 10^{-2}$, deviația maximă este dată cu o abatere mai mică de 1 % de formula:

$$(2.45) \quad \alpha_m = - \frac{2r}{\omega_0 A} \mathcal{M}.$$

care oferă posibilitatea unei evaluări directe a constantei giromagnetice $r = 2m_e/ge$, în funcție de mărimi măsurabile, α_m , ω_0 , A , δ , \mathcal{M} . Sensibilitatea acestei metode balistice nu este prea mare. Se poate estima ordinul de mărime al deviației maxime α_m , considerînd că, într-o primă aproximație, momentul de inerție A pentru o bară cilindrică omogenă este $A = \frac{1}{2} \rho V R^2$, în care ρ este densitatea materialului, V - volumul și R raza cilindrului, și astfel formula (2.45) capătă forma $\alpha_m = - 4rM/\omega_0 \rho R^2$ în care M este magnetizația barei produsă de cîmpul magnetizant al bobinei. Pentru o bară de fier, ($\rho = 7,9 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$) cu diametrul de 3 mm, pentru o perioadă a sistemului mobil $T_0 = 2$ secunde, și pentru magnetizația $M = 800 \text{ KA/m}$, ($P = 1 \text{ Tesla}$) și cu valoarea lui r corespunzătoare spinului, $g = 2$ ($1/r = 1,758 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$) se obține o deviație $\alpha_m = 3,2 \cdot 10^{-4}$ radiani. Pe o riglă gradată în mm, aflată la distanța $L = 5 \text{ m}$ se obține o deviație $e_{mm} = 2 \cdot 10^3 \cdot L \cdot \alpha_m = 3,2 \text{ mm}$. Rezultatele obținute cu această metodă balistică pentru raportul

$$\frac{2}{g} = r \frac{e}{m_e} = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{\omega_0 A}{2\mathcal{M}(1-\delta/4)}$$

în cazul unor eşantioane feromagnetice, sînt condensate în Tabelul 2.1.

Tabelul 2.1

$\frac{2}{g} = r \frac{e}{m_e}$	Fe	Ni	Autorul
	1,02	0,94	I.G.Stewart (1918)
	1,011	1,016	A.P.Chattock, L.F.Bates (1923)

Determinările sînt afectate de erori de ordinul 15 %. O sensibilitate mai mare decît cea a metodei balistice se obține cu o metodă de rezonanță.

b) Metoda de rezonanță

Utilizată inițial de Einstein și De Haas (1915), această metodă, de rezonanță forțată, a fost ameliorată ulterior de W.Sucksmith (1931-1935). Dispozitivul experimental este, în principiu cel din figura II.3, dar proba este supusă unui cîmp magnetic alternativ, trimițînd în bobina magnetizantă un curent periodic. Practic nu se utilizează un curent alternativ sinusoidal ci un curent continuu care este inversat periodic cu ajutorul unui inversor mecanic. În aceste condiții momentul magnetic \mathcal{M} , al barei, este o funcție periodică de timp, care conține și armonici superioare datorită variației neliniare (histeretice) a polarizației magnetice în funcție de cîmpul magnetic; această funcție poate fi exprimată sub forma unei serii Fourier:

$$(2.46) \quad \mathcal{M} = \sum_k \mathcal{M}_k \cos k \frac{2\pi t}{\tau} = \sum_k \mathcal{M}_k \cos k \omega t$$

Dacă inversorul mecanic este acționat astfel încît perioada fundamentalei $\tau = 2\pi/\omega$ să fie apropiată de perioada proprie T_0 a sistemului mobil (2.29), oscilațiile forțate ale sistemului vor fi dominate de efectul termenului fundamental. În aceste condiții din (2.46) se poate reține numai termenul fundamental ($k = 1$), respectiv $\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 \cos \omega t$ și ecuația diferențială a mișcării sistemului mobil (2.25) capătă forma:

$$(2.47) \quad A \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + a \frac{d\alpha}{dt} + C\alpha = r \mathcal{M}_1 \omega \sin \omega t$$

Deviația corespunzătoare oscilației forțate, considerată ca o funcție periodică de forma

$$(2.47) \quad \alpha = P \cos \omega t + Q \sin \omega t,$$

este o soluție a ecuației (2.46) cu condiția ca

$$(2.48) \quad \frac{P}{Q} = \operatorname{tg} \varphi = \frac{a}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

și astfel,

$$(2.49) \quad \alpha = -\frac{rM_1}{a} \sin \varphi \sin (\omega t - \varphi)$$

La rezonanță $\omega = \omega_0$, $\varphi = \pi/2$ și (2.49) capătă forma următoare:

$$(2.50) \quad \alpha_{\text{rez}} = -\frac{rM_1}{a} \sin \omega_0 t = \alpha_m \sin \omega_0 t$$

Amplitudinea oscilațiilor,

$$(2.51) \quad \alpha_m = \frac{rM_1}{a}$$

este constantă și invers proporțională cu factorul de amortizare aerodinamică a ; valoarea acestui factor poate fi diminuată sensibil dacă se introduce sistemul mobil într-un tub vidat. Cu această metodă A.J.P.Meyer (1951) determină raportul giromagnetic r , pentru Fe și Ni, cu o precizie de ordinul $\pm 1\%$ utilizând bare omogene cu diametrul de 3 mm și lungimea 150 mm; cîmpurile utilizate sînt de ordinul 10^3 A/m, și amplitudinile giromagnetice observate sînt cuprinse între 100 și 200 mm. O parte dintre rezultatele obținute cu această metodă pentru raportul $\frac{2}{g} = r \frac{e}{m_e} = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{a}{M_1} \alpha_m$ sînt reportate în tabelul 2.2

Tabelul 2.2

	Fe	Ni	Fe ₃ Ni	FeCo	Fe ₃ O ₄	Fe ₂ C ₃	autor
$\frac{2}{g}$	0,996	1,002	1,001	0,966	-	-	A.J.P.Meyer (1951)
	1,06	1,14	-	-	-	-	B.Beeck (1919)
	-	-	-	-	1,008	1,016	R.Chandury (1932)

c. Metodă de zero

Dispozitivul experimental utilizat în metoda de rezonanță, constind din bobina magnetizantă A_1 alimentată în curent periodic, este completat cu un circuit constind din două bobine A_2 identice, (fig.II-4) înfășurate în sens opus, în serie cu o bobină Helmholtz A_3 în centrul căreia se află un magnet n-s, fixat rigid cu bara feromagnetică oscilantă; aceasta străbate numai una dintre cele două bobine A_2 . Curentul indus în bobina A_2 este datorat variației inducției $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ dar componenta lui \vec{B} datorată cîmpului magnetizant este compensată de bobina A_2 care nu conține bara feromagnetică.

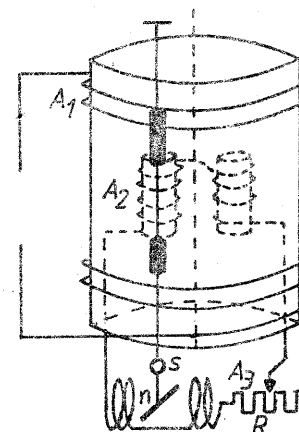


Fig. II.4

În acest caz tensiunea indusă este $e = -SdB/dt = -S\mu_0 dM/dt = -(S\mu_0/v)(dM/dt) = -(\mu_0/l)(dM/dt)$.

Admițind că rezistența circuitului bobinelor A_2A_3 , este mare în raport cu reactanța inductivă, curentul prin acest circuit este $i = -(\mu_0/lR)(dM/dt)$ iar inducția B_3 produsă de acest curent prin bobina A_3 este $B_3 = G_3 i = -(G_3 \mu_0/lR)(dM/dt)$, în care G_3 este constanta bobinei A_3 . Magnetul n-s aflat în această bobină A_3 va fi supus unui cuplu,

$$(2.52) \quad \Gamma_3 = m_0 B_3 = -m_0 \frac{G_3 \mu_0}{l} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{dM}{dt} = -\frac{K}{R} \frac{dM}{dt}$$

în care m_0 este momentul magnetic al acestui magnet. În aceste condiții ecuația cuplurilor (2.24) care acționează asupra barei

feromagnetice capătă forma

$$(2.53) \quad \vec{r} + \vec{r}' + \vec{r}_3 = 0$$

iar ecuația diferențială a mișcării sistemului se obține prin înlocuirea acestor cupluri cu expresiile lor (2.25), (2.23) și (2.52):

$$(2.54) \quad A \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + a \frac{d\alpha}{dt} + C\alpha = \left(\frac{K}{R} - r \right) \frac{dM}{dt}$$

Constanta K se determină experimental studiind deviația sistemului mobil în regim static, trimițând un curent constant prin circuitul bobinelor A_2 și A_3 .

În această metodă se variază rezistența R și se raportează amplitudinea oscilației sistemului mobil, în funcție de valorile $1/R$. Cu toate că, pentru o anumită valoare, R_0 , amplitudinea oscilațiilor forțate trebuie să se anuleze așa cum indică curba punctată (fig. II-5) curba reală nu trece prin $\alpha = 0$, datorită efectului cuplurilor parazite, preluate în considerație în ecuația cuplurilor (2.53).

Se poate proceda și altfel, fiind dată deviația $\alpha_0 = \alpha_m$ corespunzătoare rezisten-

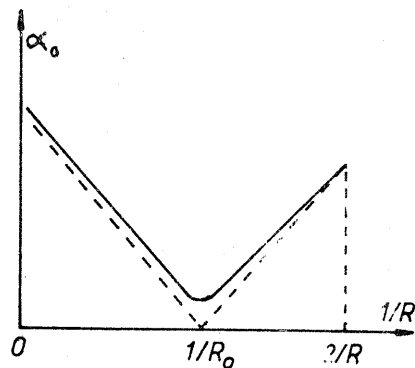


Fig. II.5

ței $R = \infty$ (circuitul $A_2 A_3$ deschis), se determină rezistența R' finită pentru care se obține aceeași deviație α_m . Valoarea lui R_0 pentru care $\alpha_0 = 0$ este $R'/2$. Metoda este o metodă de zero deoarece determinarea rezistențelor R_0 corespunde anulă-

rii deviației α_0 . Când este realizată această condiție, constanta giromagnetică este dată de formula

$$(2.55) \quad r = \frac{K}{R_0} = - \frac{2}{g} \frac{m_e}{e}$$

Această metodă elaborată de Sucksmith și Bates (1923) a fost reluată într-o variantă ameliorată de Barnett (1934); în dispozitivul lui Barnett, bobina magnetizantă A_1 este fixată rigid pe cilindrul feromagnetic și antrenată în oscilația împreună cu acesta. Acest artificiu permite eliminarea interacțiunilor parazite electrice și magnetice între sistemul fix și cel mobil. Determinările lui Barnett au precizie de ordinul 1%. În tabelul 2.3 dăm valorile raportului $2/g = - \frac{2}{m_e} r$, obținute de acești autori prin aplicarea metodei de zero, pentru diferite eșantioane feromagnetice.

Tabelul 2.3.

	Fe	Ni	Co	Permalloy	Aliaj Heussler	Fe_3O_4	Autor
$\frac{2}{g}$	0,999	0,995	1,023	-	0,995	0,983	Sucksmith (1923)
	1,031	1,050	1,096	1,043	-	-	Barnett (1934)

2.2.3. Efect Barnett. Magnetizare datorită rotației solidului

În metoda lui Barnett (1915) pentru determinarea raportului giromagnetic, eșantionul feromagnetic, sub formă de bară cilindrică, supus unei rotații în jurul axei cilindrului, cu o viteză unghiulară relativ mare, se magnetizează și această magnetizare prin rotație este comparată cu magnetizarea pe care o capătă același eșantion în repaus, când acesta este supus unui câmp magnetic exterior. Efectul rotației barei, cu viteza unghiulară Ω este echivalent cu efectul unei inducții magnetice

B.

Apariția unui moment magnetic în direcția axei de rotație a barei este principial explicabilă dacă se ia în considerație efectul Maxwell descris mai sus (§ 2.2.1 și fig. II-2). Un moment magnetic elementar din bara feromagnetică poate fi considerat ca un giroscop pentru care figura II.2 constituie o reprezentare schematică adecvată. În absența oricăror date despre natura momentelor magnetice elementare contribuabile la feromagnetismul barei, să considerăm magnetul elementar ca fiind datorat unui sistem electric simetric, în rotație cu viteza unghiulară $\vec{\omega}$, având momentul magnetic \vec{m} și momentul cinetic propriu,

$$(2.56) \quad \vec{p} = r \vec{m},$$

coliniar și în sens opus lui m dacă sarcinile electrice sînt negative și, în același sens, pentru sarcini pozitive. Fie A momentul de inerție al sistemului în direcția axei proprii de rotație și p momentul cinetic în jurul acestei axe,

$$(2.57) \quad A \vec{\omega} = \vec{p},$$

iar $B = C$ momentul de inerție mediu în jurul unei axe centrale perpendiculare pe axa de simetrie a sistemului. Dacă bara care conține acest moment elementar \vec{m} este pusă în rotație cu viteza unghiulară Ω în jurul axei verticale (fig. II.2) giroscopul elementar va tinde să-și alinieze axa sa, implicit momentul \vec{m} , paralel cu axa de rotație a barei. Rotației momentului \vec{m} i se opune forța de anizotropie magnetocristalină sau de tensiuni mecanice interne asupra cărora ne vom opri într-unul dintre capitolele următoare. Efectul acestor forțe este asemănător cu al unor resorturi elastice RR' (figurate punctat

în fig. II.2), care leagă extremitățile barei de suportul fix al instalației; acest cuplu antagonist împiedică giroscopul elementar să se alinieze complet în direcția axei de rotație a barei. Astfel, în scurt timp axa giroscopului elementar se va stabiliza, făcînd un unghi constant α cu linia care trece prin centrul său, paralelă cu axa de rotație a barei. Cînd această stare stabilă este realizată, cuplul care acționează asupra momentului elementar este dat de formula (2.18)

$$(2.58) \quad \Gamma = [r m \Omega + (A-C) \Omega^2 \cos \alpha] \sin \alpha$$

Să ne imaginăm acum bara în repaus, plasată într-un câmp de inducție magnetică \vec{B} dirijat după axa de rotație $\vec{\Omega}$ și să considerăm același moment magnetic elementar \vec{m} ; acesta va tinde să se orienteze în direcția lui \vec{B} dar această orientare va întîmpina opoziție din partea aceluiași forțe de anizotropie la care ne-am referit deja. Cînd acest moment \vec{m} se rotește sub unghiul α față de direcția inducției \vec{B} , cuplul care acționează asupra lui este dat de formula cunoscută

$$(2.59) \quad \Gamma' = m B \sin \alpha$$

Pentru a determina inducția magnetică, sau intensitatea cîmpului magnetic care produce același efect asupra orientării magnetului elementar ca și cel produs de rotația barei cu viteza unghiulară Ω , trebuie să egalăm cele două cupluri, $\Gamma = \Gamma'$, sau ținînd seama de (2.56)

$$p \Omega + (A-C) \Omega^2 \cos \alpha = m B$$

de unde rezultă, luînd în considerație (2.57),

$$(2.60) \quad B = \frac{p}{m} \Omega \left[1 + \frac{A-C}{A} \frac{\Omega}{\omega} \cos \alpha \right]$$

Dar valorile experimentale maxime ale lui Ω , care pot fi practic realizate sînt totdeauna mici în comparație cu valorile lui ω corespunzătoare oricăror momente elementare (de spin sau orbital) astfel încît relația (2.60) capătă o formă simplă,

$$(2.61) \quad \vec{B} = \frac{p}{m} \vec{\Omega} = \frac{P}{\hbar} \vec{\Omega} = r \vec{\Omega} = - \frac{2}{g} \frac{m_e}{e} \vec{\Omega},$$

care, în virtutea relației (2.7) este valabilă nu numai pentru momentele magnetice și cinetice elementare, ci și pentru momentele macroscopice \vec{M} și \vec{P} ale barei. Formula (2.61) sugerează ordinul de mărime al inducției magnetice \vec{B} echivalente rotației barei. Astfel, pentru viteza de rotație maximă utilizată de Barnett (1935) în instalația sa, de 100 rot/sec ($\Omega = 2\pi \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$) și considerînd numai momentele de spin ($g = 2$), cu $e/m_e = 1,7588 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$, formula (2.57) dă

$$|\vec{B}| = 4 \cdot 10^{-9} \text{ Wb/m}^2$$

Ținînd seama de valoarea componentei orizontale B_0 a inducției magnetice terestre, la locul măsurării $B_0 \approx 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ Wb/m}^2$, se poate aprecia imediat că inducția \vec{B} produsă prin rotație este $\sim 1/5000$ din B_0 , deci de ordinul de mărime al variațiilor instantanee ale cîmpului magnetic terestru. Se poate înțelege astfel ce precauții extraordinare trebuie să fie luate pentru a eluda efectul cîmpurilor magnetice perturbatoare asupra preciziei măsurărilor. Barnett a efectuat două serii de experimente: bazate de metode diferite, una inductometrică cealaltă magnetometrică.

a). Metoda inductometrică

În metoda inductometrică, variația fluxului magnetic produs de cîmpul magnetic echivalent rotației barei, ($B = r\Omega = \mu_0 H$), este comparată cu variația fluxului magnetic produs

prin aceeași bară de un cîmp magnetic de intensitate cunoscută aplicat paralel cu axa de rotație în timp ce bara este fixă. Primele experiențe (1914-1915) au fost făcute cu o instalație (fig. II.6) care comportă două bare feromagnetice identice (1 m lungime, 7 cm diametru) paralele QQ' și două bobine identice bb' , legate în serie cu un fluxmetru F și cu înfășurările în sens opus, astfel încît fluctuațiile cîmpurilor magnetice exterioare, inclusiv ale cîmpului magnetic terestru, care acționează în același mod asupra barelor să nu producă deviații ale indicatorului fluxmetrului. Una dintre bare Q' cu rolul de compensator, este

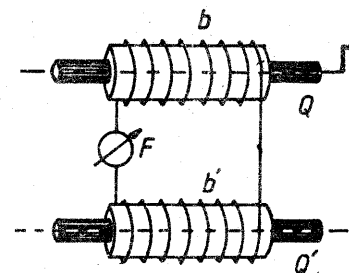


Fig. II.6

fixă; cealaltă, Q rotită alternativ în sensuri opuse. Cînd bara Q este pusă în rotație cu viteza unghiulară Ω (sau cînd este oprită) fluxmetrul indică o deviație Θ proporțională cu variația de flux datorită rotației:

$$(2.62) \quad \Delta\Phi = K\Theta = NSB = NSr\Omega$$

în care N, S reprezintă numărul de spire și suprafața spirelor identice b, b' . Cele două bare sînt totodată instalate în alte două bobine solenoidale, S, S' (nerepresentate în fig. II.6), coaxial cu acestea, și se caută valoarea inducției B' pe care trebuie să-o producă un curent electric prin solenoidul S pentru ca variația de flux

$$(2.63) \quad \Delta\phi' = NSB' = K\theta',$$

indicată de fluxmetru, la stabilirea sau la întreruperea curentului, să fie comparabilă cu variația $\Delta\phi$ echivalentă rotației. Formulele (2.62) și (2.63) conduc la relația următoare dintre constanta giromagnetică și mărimile măsurate în acest experiment.

$$(2.64) \quad r = -\frac{2}{g} \frac{m_e}{e} = \frac{B'\theta}{\Omega\theta'},$$

Rezultatele numerice obținute de Barnett (1914-1915) dau pentru constanta giromagnetică r valori cuprinse între $1,01 \frac{m_e}{e}$ și $0,95 \frac{m_e}{e}$; acestea corespund unei valori a factorului giromagnetic g , apropiate de 2, fapt care dovedește că momentele magnetice elementare în substanțele feromagnetice sînt momentele magnetice de spin și nu momentele magnetice orbitale

b). Metoda magnetometrică

În metoda magnetometrică, utilizată de Barnett în 1917 și perfecționată ulterior (între 1923-1924), se măsoară cu un magnetometru astatic variația magnetizării unei bare feromagnetice datorită inversării rotației sale, și această magnetizare este apoi comparată cu magnetizarea produsă prin inversarea unui câmp magnetic de intensitate cunoscută paralel cu axa de rotație a barei, realizat cu ajutorul unui solenoid. O schemă foarte simplificată a instalației de măsură este indicată în figura II.7. Sistemul astatic constituit din doi magneti echipolenți $n-s$ și antiparaleli fixați pe o tijă de aluminiu împreună cu o oglindă O și cu un amortizor A este susținut de un fir de torsionare de cuarț F , și un buton B cu care se reglează poziția unghiulară a sistemului. Doi magneti $n'-s'$ dispuși de o parte și de cealaltă a magnetului superior $n-s$, servesc pentru reglarea sensibilității și a poziției de zero.

Rotorul feromagnetic Q (30-31 cm lungime, 2,3-3,3 cm diametru) este rotit cu viteze constante cuprinse între 9 rot/s și 61 rot/s.

Cilindrul Q' identic cu Q servește pentru compensarea efectului variațiilor câmpului magnetic la restu asupra magnetizării barei Q și implicit asupra deviației magnetometrului. Dacă θ și θ' sînt deviațiile echivalente inducției B obținute prin rotația și respectiv inducția B' prin solenoid, constanta giromagnetică r va fi dată de o formulă asemănătoare cu (2.64). Rezultatele măsurărilor obținute de

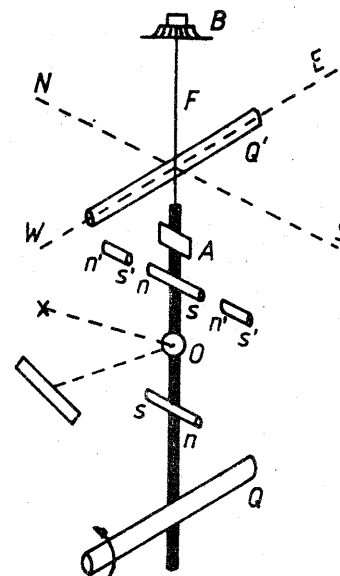


Fig. II.7

Barnett (1935) prin metoda magnetometrică pentru raportul $\frac{2}{g} = -r \frac{e}{m_e}$ sînt condensate în tabelul 2.4.

Tabelul 2.4

	$\frac{2}{g}$		$\frac{2}{g}$
Fe electrolitic	1,066	Cobalt	1,072
Fe armco	1,025	Permalloy	1,056
Oțel I	1,048	Ni-Fe	1,014
Nichel I	1,048	Co-Fe	1,070
Aliaj Henssler	1,011	Co-Ni	1,069

2.3. Fenomenul de rezonanță magnetică în substanțele feromagnetice

2.3.1. Principiul metodei de rezonanță

Considerăm un corp feromagnetic situat într-un câmp de inducție magnetică \vec{B} suficient de intens pentru a realiza saturația magnetică. Momentele magnetice elementare \vec{m} și de asemenea momentul magnetic total \vec{M} sînt supuse unui cuplu

$$(2.65) \quad \vec{\Gamma} = \vec{M} \times \vec{B}$$

Momentul cinetic total \vec{P} , care, în acord cu formula (2.10) este proporțional cu momentul magnetic \vec{M}

$$(2.66) \quad \vec{P} = \frac{1}{\gamma} \vec{M}$$

(γ fiind raportul giromagnetic), este supus unui cuplu echivalent $\vec{\Gamma}'$, dat de teorema generală a momentului cinetic

$$(2.67) \quad \vec{\Gamma}' = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt}$$

Scriind că $\vec{\Gamma} = \vec{\Gamma}'$, se obține ecuația mișcării vectorului \vec{M} ,

$$(2.68) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma [\vec{M} \times \vec{B}]$$

Această ecuație admite o soluție, conform căreia planul format de vectorii \vec{M} și \vec{B} se rotește cu o viteză unghiulară constantă ω_0 în jurul lui \vec{B} (fig. II.8). Vectorul \vec{M} execută o mișcare de precesie. Componentele vectorului \vec{M} pe trei axe ortogonale xyz, dintre care Oz coincide cu direcția lui \vec{B} , sînt:

$$(2.69) \quad \begin{aligned} M_x &= \sin \alpha \cos \omega_0 t \\ M_y &= \sin \alpha \sin \omega_0 t \\ M_z &= \cos \alpha \end{aligned}$$

și

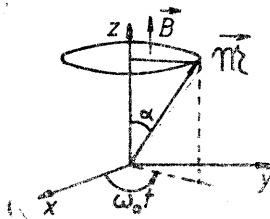


Fig. II.8

$$(2.70) \quad \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\omega_0 M \sin \alpha \sin \omega_0 t \\ \frac{dM_y}{dt} &= \omega_0 M \sin \alpha \cos \omega_0 t \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0 \end{aligned}$$

Sub formă vectorială (2.68) se scrie:

$$(2.71) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = -[\vec{M} \times \omega_0 \vec{B}]$$

din formulele (2.71) și (2.68) se obține relația

$$(2.72) \quad [M_x (\omega_0 + \gamma \vec{B})] = 0$$

din care rezultă că frecvența precesiei este efectiv frecvența Larmor

$$(2.73) \quad \omega_0 = -\gamma \vec{B} = \frac{\mu_0 e}{2m_0} \cdot \vec{B}$$

Dar această mișcare de precesie nu durează decât un timp foarte scurt, de ordinul 10^{-8} s la sfîrșitul căruia \vec{M} se fixează în direcția lui \vec{B} . Pentru a evita amortizarea acestei mișcări de precesie, se aplică un câmp \vec{H} sinusoidal, de frecvență ω înaltă, dirijat perpendicular pe \vec{H} de exemplu după direcția Ox; acest câmp \vec{H} furnizează energia necesară pentru întreținerea precesiei. Practic, se variază frecvența acestui câmp și se măsoară energia absorbită de eșantionul feromagnetic; această energie absorbită este maximă cînd $\omega = \omega_0$. Efectiv în această constă fenomenul de rezonanță feromagnetică. Se poate proceda mai comod invers. Se menține constantă frecvența câmpului \vec{H} și se variază continuu frecvența ω_0 modificînd câmpul magnetic constant H , pînă cînd energia absorbită trece prin valoarea maximă. În funcție de circumstanțele experimentale lărgimea liniei de rezonanță este variabilă între 10^3 A/m și 10^4 A/m.

Se poate aprecia că, pentru momentul magnetic de spin electronic ($g = 2$) și pentru o inducție magnetică de ordinul

$B = 1$ tesla, formula (2.73) dă $\omega_0 = 1,759 \cdot 10^{11}$ sau o frecvență de rezonanță $f = 2,8 \cdot 10^{10}$ hertz, care corespunde unei lungimi de undă de ordinul 10^{-2} m. Acest fapt implică necesitatea utilizării ghidurilor de undă pentru aplicarea direcțională a cîmpului de înaltă frecvență, perpendicular pe cîmpul magnetic constant în instalația experimentală.

2.3.2. Rezonanța magnetică în solide feromagnetice izotrope. Efectul cîmpului demagnetizant

Fenomenul de rezonanță feromagnetică a fost pus în relief experimental prima dată de Griffiths (1946), cu mai bine de o decadă după ce a fost prevăzut teoretic de Landau și Lifsiț (1935). Eșantionul B supus cîmpului magnetic constant H produs de un electromagnet, este fixat la extremitatea unui ghid de undă G (fig. II.9) în care se măsoară coeficientul de reflexie al undelor; la

rezonanță acesta trebuie să capete valoarea minimă.

Rezultatele experimentale ale lui Griffiths dau pentru factorul giromagnetic g (din formula 2.73) valori foarte dispersate

și mult superioare valorii

corespunzătoare spinului electronic, pentru materiale la care experimentele giromagnetice au dat valori apropiate de 2. Originea acestui dezacord a fost relevată de Kittel (1951) într-o lucrare teoretică fundamentală. Ea constă în faptul că frecven-

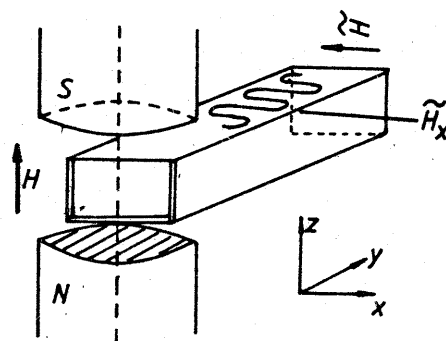


Fig. II.9

ța de rezonanță din formula (2.73) este determinată nu numai de cîmpul magnetic exterior (produs de electromagnet) așa cum s-a considerat în evaluările lui Griffiths, ci de cîmpul efectiv H_{ef} în care se află substanța feromagnetică: acest cîmp efec-

cîmpul demagnetizant și de tensiuni magnetizant și netic cu anizotropiv în substan-de noi în Partea

H_u este cîmpul ut în direcția

tic are forma te supus unui Oz (fig.II.9), magnetică a e-

C.N.P.A.S. Casa Județeană de pensii		Total drepturi	
C.I.P.	Nr.dosar	Luna/An	
071 62	074884	12/08	3990
DURNEATA DAN IULIAN FIU			
Pensie	S.fină	CASS	Impozit
797			
FLAMINZI			
BOTOSANI			
CNP: 1880702073831			
Drepturi restante pentru perioade anterioare		Legi speciale	
Pensie	CASS	Impozit	
3193			
Punctaj: 1.14218 Val.punct: 697,50			
In cererile adresate caselor teritoriale de pensie se va menționa numărul dosarului (deciziei) de pensie și codul numeric personal (CNP).			
TALON MANDAT PLATĂ PENSIE și alte DREPTURI			

șantionului. În același timp se aplică un cîmp magnetic de radiofrecvență, dirijat perpendicular pe H_0 , după direcția Ox pe care îl notăm $\tilde{H}_x = h e^{i\omega t}$. Cîmpul efectiv \tilde{H} este suma cîmpurilor \tilde{H}_0 , \tilde{H}_x și $-N_x \tilde{M}$. Componentele acestui cîmp efectiv pe direcțiile x, y, z sînt:

$$(2.75) \quad H_x = \tilde{H}_x - N_x M_x; \quad H_y = -N_y M_y; \quad H_z = H_0 - N_z M_z$$

în care N_x, N_y, N_z sînt factorii demagnetizanți în direcțiile axelor elipsoidului (expresiile acestor factori au fost calculate în Partea I, § 1.8.3, formulele 1.116). Ecuațiile mișcării

$B = 1$ tesla, formula (2.73) dă $\omega_0 = 1,759 \cdot 10^{11}$ sau o frecvență de rezonanță $f = 2,8 \cdot 10^{10}$ hertz, care corespunde unei lungimi de undă de ordinul 10^{-2} m. Acest fapt implică necesitatea utilizării ghidurilor de undă pentru aplicarea direcțională a cîmpului de înaltă frecvență, perpendicular pe cîmpul magnetic constant în instalația experimentală.

2.3.2. Rezonanța magnetică în solide feromagnetice izotrope. Efectul cîmpului demagnetizant

Fenomenul de rezonanță feromagnetică a fost pus în relief experimental prima dată de Griffiths (1946), cu mai bine de o decadă după ce a fost prevăzut teoretic de Landau și Lifsiț (1935). Eșantionul E supus cîmpului magnetic constant H produs de un electromagnet, este fixat la extremitatea unui ghid de undă G (fig. II.9) în care se măsoară coeficientul de reflexie al undelor; la rezonanță acesta trebuie să capete valoarea minimă. Rezultatele experimentale ale lui Griffiths dau pentru factorul giromagnetic g (din formula 2.73) valori foarte dispersate și mult superioare valorii

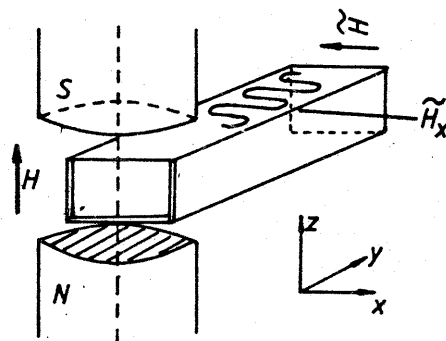


Fig. II.9

corespunzătoare spinului electronic, pentru materiale la care experimentele giromagnetice au dat valori apropiate de 2. Originea acestui dezacord a fost relevată de Kittel (1951) într-o lucrare teoretică fundamentală. Ea constă în faptul că frecven-

ța de rezonanță din formula (2.73) este determinată nu numai de cîmpul magnetic exterior (produs de electromagnet) așa cum s-a considerat în evaluările lui Griffiths, ci de cîmpul efectiv H_{ef} în care se află substanța feromagnetică; acest cîmp efectiv, depinde de cîmpul magnetic exterior, de cîmpul demagnetizant și de cîmpul datorat efectelor cristaline și de tensiuni mecanice. Reținînd numai efectul cîmpului demagnetizant și neglijînd celelalte efecte (cazul unui feromagnetic cu anizotropie de formă dominantă), expresia cîmpului efectiv în substanța feromagnetică se reduce la cea determinată de noi în Partea I (§ 1.8.3) paragraful b și formula 1.92).

$$(2.74) \quad \vec{H} = \vec{H}_e - N_u \vec{M}_u$$

în care \vec{H}_e este cîmpul magnetic exterior, $-N_u \vec{M}_u$ este cîmpul demagnetizant, iar N_u este factorul demagnetizant în direcția u iar \vec{M} intensitatea de magnetizare volumică.

Să considerăm că eșantionul feromagnetic are forma unui elipsoid avînd axele Ox , Oy , Oz . Acesta este supus unui cîmp magnetic exterior \vec{H}_e constant dirijat după Oz (fig. II.9), suficient de intens pentru a realiza saturația magnetică a eșantionului. În același timp se aplică un cîmp magnetic de radiofrecvență, dirijat perpendicular pe H_e , după direcția Ox pe care îl notăm $\vec{H}_x = h e^{i\omega t}$. Cîmpul efectiv \vec{H} este suma cîmpurilor \vec{H}_e , \vec{H}_x și $-N \cdot \vec{M}$. Componentele acestui cîmp efectiv pe direcțiile x, y, z sînt:

$$(2.75) \quad H_x = \vec{H}_x - N_x M_x; \quad H_y = -N_y M_y; \quad H_z = H_e - N_z M_z$$

în care N_x, N_y, N_z sînt factorii demagnetizanți în direcțiile axelor elipsoidului (expresiile acestor factori au fost calculate în Partea I, § 1.8.3, formulele 1.116). Ecuațiile mișcării

pot fi scrise, ținând seama de formula vectorială (2.68) care este valabilă nu numai pentru momentul magnetic \vec{M} ci și pentru intensitatea de magnetizare $M (= \vec{M}/v)$:

$$(2.76) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = \mu_0 \gamma [\vec{M} \times \vec{H}]$$

Dat fiind faptul că $|\vec{H}_X|$ este în general mic față de câmpul exterior constant H_0 , iar în câmpul H_0 substanța este aproape la saturație magnetică, magnetizația M_z este practic egală cu magnetizația de saturație ($M_z \approx M_s$) iar termenii patratici în M_x și M_y sînt practic neglijabili. În aceste circumstanțe ecuațiile pot fi scrise sub forma următoare:

$$(2.77) \quad \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \mu_0 \gamma [H_0 + (N_y - N_z)M_s] M_y \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\mu_0 \gamma [H_0 + (N_x - N_z)M_s] M_x + \mu_0 \gamma M_s \tilde{H}_x \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0 \end{aligned}$$

Sub efectul câmpului de radiofrecvență \tilde{H}_x , componentele magnetizării M_x și M_y vor executa o mișcare periodică. Soluția sistemului de ecuații (2.77) se scrie sub forma:

$$(2.78) \quad M_x = M_{0x} e^{i\omega t}, \quad M_y = M_{0y} e^{i\omega t}$$

în care ω este pulsația câmpului \tilde{H} . Susceptibilitatea acestor componente față de câmpul de radiofrecvență H_x , se definește prin relațiile:

$$(2.79) \quad k_x = \frac{M_x}{H_x}, \quad k_y = \frac{M_y}{H_x}$$

Ținând seama de (2.78), se observă imediat că ecuațiile (2.77) permit să se determine următoarele expresii pentru aceste susceptibilități,

$$(2.80) \quad \begin{aligned} k_x &= \frac{M_s}{H_0 + (N_x - N_z)M_s} \cdot \frac{1}{1 - (\frac{\omega}{\omega_0})^2} \\ k_y &= \frac{M_s}{H_0 + (N_y - N_z)M_s} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{1}{1 - (\frac{\omega}{\omega_0})^2} \end{aligned}$$

în care s-a notat cu ω_0 următoarea expresie

$$(2.81) \quad \omega_0 = \mu_0 \gamma \{ [H_0 + (N_x - N_y)M_s] [H_0 + (N_x - N_z)M_s] \}^{1/2}$$

Rezultă că mișcarea componentei transversale a magnetizării, $M_{xy} = M_x^2 + M_y^2$, este, în cazul general, o mișcare eliptică; ea se reduce la o mișcare circulară dacă $N_x = N_y$. Ecuațiile (2.80) permit să se observe că, dacă frecvența ω a câmpului \tilde{H} este egală cu frecvența ω_0 , definită în (2.81), susceptibilitatea substanței față de acest câmp \tilde{H} este maximă și implicit absorbția de energie de la câmpul oscilant de radiofrecvență este maximă. În aceste condiții, ($\omega = \omega_0$) are loc fenomenul de rezonanță feromagnetică. În experiențele lui Griffiths esantionul feromagnetic sub formă de placă subțire, era instalat în planul său paralel cu direcția câmpului static H_0 , iar câmpul de radiofrecvență \tilde{H} , ($\tilde{H} \perp H_0$), era dirijat de asemenea paralel cu planul plăcii, ca în figura II.9. În aceste condiții $N_x = N_z = 0$ și $N_y = 1$ (conform formulelor (1.122) și (1.123) din Partea I) și

$$(2.82) \quad \omega_0 = \mu_0 \gamma \sqrt{H_0(H_0 + M_s)}$$

Dacă rezultatele experimentale ale lui Griffiths ar fi interpretate cu ajutorul acestei formule (2.82) în loc de (2.73), valorile lui g , care apar atât de dispersate în absența termenului coercitiv datorit efectului câmpului demagnetizant, ar putea fi foarte apropiate între ele, dar cu puțin mai mari decît 2, așa cum se poate observa în fig. II.10

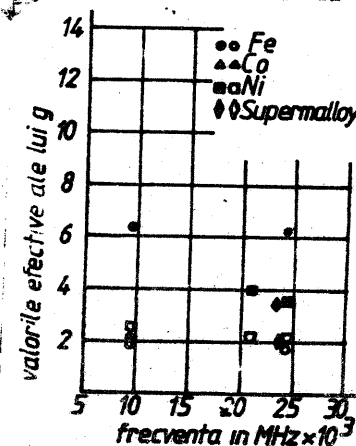


Fig. II.10

În cazul unui eșantion feromagnetic sub formă de cilindru cu lungimea în direcția Oz foarte mare în comparație cu diametrul său; $N_z = 0$ și $N_x = N_y = \frac{1}{2}$, și

$$(2.83) \quad \omega_0 = \mu_0 \gamma (H_0 + \frac{1}{2} M_s)$$

În cazul unui eșantion sferic, $N_x = N_y = N_z = \frac{1}{3}$, cîmpul demagnetizant nu mai intervine în formula (2.81) și aceasta se reduce practic la formula (2.73)

$$(2.84) \quad \omega_0 = \gamma \mu_0 H_0 = \gamma B_0$$

Comparația formulelor (2.82), (2.83) conduce la concluzia că frecvența de rezonanță ω_0 este puternic modificată de forma eșantioanelor și implicit de cîmpul demagnetizant. De exemplu, în cazul fierului, $M_s = 1700$ kA/m, într-un cîmp static $H_0 = 80$ kA/m, frecvențele de rezonanță $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ pentru eșantioane de forme diferite au următoarele valori (considerînd $g=2$ și $e/m_e = 1,759 \cdot 10^{11}$ C/kg):

$$\begin{aligned} \nu_{\text{sferă}} &= 2814 \text{ MHz} \\ \nu_{\text{placă}} &= 13260 \text{ MHz} \\ \nu_{\text{cilindru}} &= 32720 \text{ MHz} \end{aligned}$$

Practic se măsoară frecvența de rezonanță ω_0 în circumstanțele experimentale date (H_0, M_s) și cu ajutorul formulei (2.81) particularizate pentru eșantioane de forme determinate, se obține valoarea factorului giromagnetic, ținînd seama de faptul că $\gamma = \frac{g}{2} \frac{e}{m_e}$. În tabelul 2.5. sînt date valorile raportului $2/g$, după Kittel (1951) determinate prin metoda rezonanței feromagnetice.

Tabelul 2.5

	$\frac{2}{g}$		$\frac{2}{g}$
Fier	0,943-0,921	magnetita	0,909
Cobalt	0,901	Aliaj Heussler	0,995

	$\frac{2}{g}$		$\frac{2}{g}$
Nichel	0,909	Permalloy	0,966-0,934
		Supermalloy	0,943-0,909

2.4. Concluzii generale

Valorile obținute pentru factorul giromagnetic g , prin metoda rezonanței magnetice (Tabelul 2.5) sînt sistematic mai mari decît valorile obținute din experimentele giromagnetice (ex. Tabelul 2.3. și Tabelul 2.4). Explicația acestei abateri sistematice a fost dată de Kittel (1951):

În experimentele giromagnetice se determină factorul magnetomecanic g' care este dat de o relație de forma (2.10),

$$(2.85) \quad g' \frac{e}{2m_e} = \frac{\Delta M}{\Delta P} = \frac{\Delta M}{\Delta J}$$

în care M reprezintă intensitatea de magnetizare volumică ($M = dM/dV$) iar J reprezintă momentul cinetic pe unitatea de volum ($J = dP/dV$). Dar, conform principiului conservării momentului cinetic, variația totală a momentului cinetic ΔJ este nulă, iar ceea ce se observă în experimente este numai variația momentului cinetic al rețelei cristaline (a solidului), $\Delta J_{\text{rețea}}$, astfel

$$(2.86) \quad \Delta J_{\text{total}} = \Delta(J_{\text{rețea}} + J_{\text{spin}} + J_{\text{orb.}}) = 0,$$

termenii J_{spin} și $J_{\text{orb.}}$ fiind momentele cinetice asociate cu mișcarea de spin și orbitală a electronilor. În același mod se poate descompune și magnetizația M ,

$$(2.87) \quad \Delta M_{\text{total}} = \Delta(M_{\text{rețea}} + M_{\text{spin}} + M_{\text{orb}})$$

Dar $M_{\text{rețea}}$ poate fi neglijat deoarece viteza unghiulară a rețelei este totdeauna neglijabilă în comparație cu viteza unghiulară electronică. În consecință, factorul g' va fi determinat efectiv de ecuația:

$$(2.88) \quad g' \frac{e}{2m_e} = \frac{\Delta(M_{spin} + M_{orb})}{\Delta(J_{spin} + J_{orb})}$$

Se știe că

$$(2.89) \quad \frac{M_{spin}}{J_{spin}} = \frac{e}{m_e}; \quad \frac{M_{orb}}{J_{orb}} = \frac{e}{2m_e}$$

Pe de altă parte, rezultatele experimentale dau pentru g' valori apropiate de 2 fapt care dovedește că magnetismul de spin electronic intervine în mod preponderent; abaterile mici de la această valoare sugerează o intervenție slabă a momentelor orbitale, fapt care ne permite să scriem relația:

$$(2.90) \quad J_{orb} = 2\varepsilon J_{spin}$$

în care $\varepsilon \ll 1$. Cu aceste considerații (2.89) și (2.90), formula (2.88) se reduce la forma:

$$(2.91) \quad g' = \frac{\Delta(2J_{spin} + J_{orb})}{\Delta(J_{spin} + J_{orb})} = \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} \approx 2(1 - \varepsilon)$$

sau

$$(2.92) \quad \frac{2}{g'} \approx 1 + \varepsilon$$

În acest mod sînt explicabile valorile ușor superioare față de unitate obținute pentru raportul $2/g$ în experimentele giromagnetice (Tabelul 2.3 și Tabelul 2.4). În experimentele de rezonanță feromagnetică, factorul g este dat de ecuația

$$(2.93) \quad g \frac{e}{2m_e} = \frac{\Delta M}{\Delta J}$$

dau momentele cinetice orbitale fiind blocate,

$$\Delta J_{spin}^z = \hbar$$

$$(2.94) \quad \Delta J_{orb}^z = 2\varepsilon \hbar$$

$$\Delta J_{rețea} = -\Delta J_{orb}$$

formula (2.93) se reduce la forma următoare,

$$(2.95) \quad g \frac{e}{2m_e} = \frac{\Delta(M_{spin} + M_{orb})}{\Delta J_{spin}}$$

Luînd în considerație relațiile (2.89) și (2.94) această formulă dă pentru g valoarea următoare

$$(2.96) \quad g = \frac{2\Delta J_{spin} + \Delta J_{orb}}{\Delta J_{orb}} = 2(1 + \varepsilon)$$

sau

$$(2.97) \quad \frac{2}{g} \approx 1 - \varepsilon$$

Acest rezultat (2.97) interpretează valorile ușor inferioare față de unitate, obținute pentru raportul $2/g$ în experimentele de rezonanță feromagnetică.

În concluzie rezultatele experimentelor de rezonanță feromagnetică și ale experimentelor giromagnetice efectuate cu solide feromagnetice, expuse în acest capitol II, răspund

net la problema pusă privind natura momentelor magnetice elementare care contribuie efectiv la momentul magnetic de saturație al domeniilor lui Weiss de magnetizare spontană din solidele feromagnetice și implicit la magnetizarea de saturație a solidului (conform relației 1.124). Aceste rezultate atestă că, în esență, momentele feromagnetice apar ca rezultat al însumării momentelor magnetice de spin ale electronilor, fără a preciza însă și care dintre electronii din solidul feromagnetic contribuie cu spinul lor la apariția feromagnetismului.

B I B L I O G R A F I E

- BARNETT, S.J. - Phys.Rev. 6, 239, (1915); Rev.Mod.Phys. 7, 129, (1934); Proc.Amer.Acad. 75, 109, (1944)
- BARNETT, S.J., KENNY, G.S., Phys.Rev. 87, 723, (1952)
- BECK, E., Ann.Physik, 60, 109, (1918)
- CHANDURY-RAY, Nature, 130, 891, (1932)
- CHATTOCK, A.P., BATES, L.F., Phil.Trans.Roy.Soc. A 283, 257, (1923)
- EINSTEIN, A., DE HAAS, W.J., Verhand.Deut.Phys.Ses. 17, 152, 203, (1915)
- GRIFFITHS, J.H.E., Nature, 158, 670, (1946)
- KITTEL, C., J.Phys.Rad., 12, 291, (1951)
- LANDAU, L., LIFSHITZ, E., Phys.Zs.URSS, 8, 153, (1935)
- MEYER, A.J.P., J.Phys.Rad., 12, 303, (1951)
- PAPUSOI, C., Proprietățile magnetice ale corpului solid. 260 pp. Univ."Al.I.Cuza" Iași, 1980 (uz intern)
- STEWART, J.G., Phys.Rev. 11, 100 (1918)
- SUCKSMITH, W., BATES, L.F., Proc.Roy.Soc. A 104, 499 (1923)
- SUCKSMITH, W., Proc.Roy.Soc., A 133, 1170, (1931)
- A 135, 276, (1932); Helv.Phys.Acta, 8, 205, (1935).

C A P I T O L U L I I I

TEORIA FEROMAGNETISMULUI

3.1. Natura interacțiunilor dintre momentele magnetice elementare din domeniile feromagnetice

Soluționarea problemei interacțiunilor care trebuie să existe între momentele magnetice elementare pentru a asigura o ordonare feromagnetică a acestora, sau altfel, o orientare paralelă a spinilor electronici în domeniile feromagnetice, constituie un prim obiectiv al teoriei feromagnetismului. În afară de acesta este necesar să se rezolve problema repartiției la scara microscopică a momentelor magnetice elementare în solidele feromagnetice presupunându-se cunoscută forma interacțiunilor. Această problemă de termodinamică statistică este foarte complexă și pînă în prezent nu s-a găsit o rezolvare riguroasă fără ipoteze restrictive.

Intr-o primă aproximație se poate considera că interacțiunile dintre momentele magnetice elementare sînt echivalente cu un cîmp magnetic suficient de intens pentru a menține o orientare paralelă a acestor momente în domeniile feromagnetice, chiar și la temperaturi ridicate, care nu depășesc valoarea temperaturii Curie T_C . Ca o măsură a energiei acestui cîmp magnetic se poate considera energia medie care revine unui moment magnetic elementar la temperatura T_C la care se produce dispariția ordonării feromagnetice. Fie $W_T = k_B T_C$ această energie termică; în cazul fierului $T_C \approx 10^3 K$ și cu $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Joule/grad,

$$(2.98) \quad W_T \approx 1,38 \cdot 10^{-20} \text{ Jouli}$$

Dacă presupunem că, în domeniile feromagnetice, interacțiunile dintre spinii electronici sînt de natură magnetostatică, inducția magnetică datorită unui electron, (cu momentul magnetic de spin $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$), la distanța $r \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ la care se află un electron vecin, este de ordinul $B \approx \mu_0 (\mu_B / r^3)$ iar energia cîmpului de interacțiune magnetostatică ($W_m = -\vec{\mu}_B \cdot \vec{B}$) este de ordinul

$$(3.1) \quad W_m \approx \mu_0 \frac{\mu_B^2}{r^3} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} (9,27 \cdot 10^{-24})^2}{8 \cdot 10^{-30}} \approx 1,35 \cdot 10^{-23} \text{ Jouli}$$

deci cu trei ordine de mărime mai mică decît energia W_T a cîmpului de interacțiune efectiv la temperatura T_C . Rezultă că în această ipoteză, a interacțiunilor clasice dintre dipolii magnetici elementari, feromagnetismul n-ar fi posibil decît la temperaturi mai mici de $1^0 K$ la care energia W_T ar fi de ordinul de mărime al energiei de interacțiune magnetostatică W_m .

Se poate invoca atunci existența unui cîmp de interacțiune comparabil cu cel al interacțiunilor electrostatice cla-

sice dintre sarcinile electrice elementare. Energia cîmpului de interacțiune electrostatică dintre doi electroni vecini ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$), la distanța $r = 2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, este de ordinul

$$(3.2) \quad W_e = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2 \cdot 9 \cdot 10^9}{2 \cdot 10^{-10}} \approx 1,1 \cdot 10^{-18} \text{ Jouli}$$

deci cu două ordine de mărime mai mare decît energia W_T necesară pentru asigurarea orientării paralele a spinilor electronici.

$$(3.3) \quad W_m < W_T < W_e$$

Dar în fizica clasică nu se cunosc interacțiunile electrostatice care să condiționeze orientarea momentelor magnetice de spin electronic. Se va vedea mai la vale că, în cadrul teoriei cuantice, dependența energiei de interacțiune electrostatică a electronilor de orientarea spinilor electronici este explicabilă. Această parte a energiei de interacțiune electrostatică, dependentă de orientarea spinilor electronici se numește energie de schimb electronic iar interacțiunile corespunzătoare se numesc interacțiuni de schimb electronic.

Înainte de a expune bazele teoretice ale interacțiunilor necesare pentru asigurarea existenței unei stări feromagnetice stabile, vom examina teoria clasică a feromagnetismului, elaborată de P.Weiss (1907).

3.2. Teoria feromagnetismului în aproximația cîmpului molecular

3.2.1. Cîmpul molecular

Pentru a reprezenta interacțiunile dintre momentele magnetice elementare din domeniile feromagnetice P.Weiss introduce un cîmp magnetic fictiv, numit cîmp molecular H_{mol} .

Evaluările precedente ne sugerează imediat ordinul de mărime al acestui câmp H_{mol} . Energia termică $W_T = k_B T_C$ servește ca o măsură a energiei magnetice potențiale $W_m = - \mu_0 (\vec{M} \cdot \vec{H}_{mol})$ pe care o are momentul magnetic elementar \vec{M} în câmpul molecular \vec{H}_{mol} , de unde rezultă că, dacă momentul magnetic elementar este momentul de spin ($\vec{M} = \mu_B$), în cazul atomilor de Fe ($T_C \approx 10^3 K$),

$$(3.4) \quad H_{mol} \approx \frac{W_T}{\mu_0 \mu_B} = \frac{1,38 \cdot 10^{-20}}{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 9,27 \cdot 10^{-24}} \approx 10^9 \text{ A/m}$$

Pornind de la premiza că acest câmp molecular reprezintă interacțiunea dintre fiecare purtător de moment magnetic elementar cu ansamblul vecinilor săi, Weiss admite prin ipoteză că H_{mol} este proporțional cu magnetizația medie \bar{M} a ansamblului,

$$(3.5) \quad \vec{H}_{mol} = W \vec{M}$$

în care W este constanta câmpului molecular al lui Weiss. Astfel, acest câmp H_{mol} este rezultatul unei acțiuni de cooperare mutuală a momentelor magnetice elementare în procesul orientării lor. O orientare mai mare a momentelor magnetice elementare antrenează un câmp molecular mai intens și deci o acțiune de orientare mai mare. Teoria acestor interacțiuni are astfel un caracter self-consistent și reprezentarea lor printr-un câmp molecular nu poate să fie valabilă decât numai cu condiția ca orientarea unui moment magnetic elementar să nu influențeze decât într-o măsură neglijabilă orientarea ansamblului de momente elementare din anturajul său; această condiție este aproape realizată dacă numărul de momente elementare vecine este foarte mare. O primă imagine a acestui câmp de interacțiune ar părea să fie cea a câmpului magnetic intern al lui Lorentz, $H_L = \frac{1}{3} M$, dar în acest caz formula (3.5) dă pentru constanta câmpului molecular valoarea $W \approx 0,3$ în timp ce pentru

fier ($M_s = 1,7 \cdot 10^6 \text{ A/m}$), această constantă, $W = H_{mol} / M_s \approx 5 \cdot 10^2$, este cu trei ordine de mărime mai mare decât cea corespunzătoare câmpului lui Lorentz. S-a văzut de altfel că energia câmpului de interacțiune magnetostatică (formula 3.1) este cu trei ordine de mărime mai mică decât energia câmpului molecular. Teoria lui Weiss nu dă o interpretare a ordinului de mărime al câmpului molecular dar, vom vedea imediat că ipoteza câmpului molecular a condus la rezultate calitativ satisfăcătoare în interpretarea fenomenologică a feromagnetismului.

3.2.2. Teoria lui Weiss

În teoria lui Weiss, câmpul magnetic efectiv \vec{H} care acționează asupra unui moment magnetic elementar din solidul feromagnetic, când acesta este supus unui câmp magnetic exterior \vec{H}_0 , este rezultanta câmpurilor \vec{H}_0 și \vec{H}_{mol} ,

$$(3.6) \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{mol} = \vec{H}_0 + W \vec{M}$$

În aceste condiții, magnetizarea medie a substanțelor feromagnetice este evaluată în același mod ca în teoria lui Langevin a paramagnetismului, înlocuind câmpul H cu câmpul efectiv $H_0 + WM$ în funcția lui Brillouin. S-a văzut (Partea I, cap. III, § 3.3. și § 3.4) că această funcție a lui Brillouin, $L_J(a)$ era o generalizare cuantică a funcției lui Langevin $L_0(a)$ stabilite în cadrul teoriei clasice a paramagnetismului. Amintim numai că în această teorie a paramagnetismului a fost stabilită următoarea expresie pentru magnetizația substanței în câmpul exterior H și la temperatura T :

$$(3.7) \quad M = N g_J \mu_B L_J(a)$$

în care

$$(3.8) \quad L_J(a) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J} a\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{a}{2J}\right)$$

cu

$$(3.9) \quad a = \frac{Jg_J \mu_B}{k_B T} \mu_B H$$

Cu toate că teoria lui Weiss a fost elaborată în cadrul statisticii clasice, noi vom folosi funcția lui Brillouin $L_J(a)$, în loc de funcția lui Langevin $L_{\infty}(a)$, pentru a beneficia de posibilitatea evidențierii unor corelații ale acestei teorii cu teoria cuantică a feromagnetismului. În principiu, o retușare a unei teorii date este incorectă, dar, în cazul de față, ea nu va denatura teoria lui Weiss ci, dimpotrivă, va pune în relief mai bine posibilitățile de interpretare fenomenologică pe care le-a oferit această teorie.

În condițiile teoriei lui Weiss, magnetizația substanței feromagnetice este dată de formula (3.7),

$$(3.10) \quad M = M_0 L_J(a)$$

în care

$$(3.11) \quad M_0 = N J g_J \mu_B$$

reprezintă magnetizația substanței la saturație la temperatura $T = 0$ K, și

$$(3.12) \quad a = \frac{Jg_J \mu_B}{k_B T} \mu_B (H_0 + WM) = \frac{M_0 \mu_B}{RT} H_0 + \frac{WM_0^2 \mu_B}{RT} L_J(a)$$

în care $R = Nk_B$ este constanta gazelor perfecte; cu $N = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ (mol)}^{-1}$ și $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Joule/Kelvin}$, $R = 8,314 \text{ Joule/mol.Kelvin}$.

Efectiv în această ecuație (3.10) (implicit 3.12) se află toată teoria feromagnetismului în aproximația cîmpului molecular; ea dă magnetizația M în funcție de temperatura T și de cîmpul magnetic exterior H_0 . Ecuațiile (3.10) și (3.12) permit o determinare grafică a raportului M/M_0 , dar mai întâi să le scriem sub o formă convenabilă:

$$(3.13) \quad y = \frac{M}{M_0} = L_J(a)$$

$$(3.14) \quad y = - \frac{H_0}{WM_0} + \frac{RT}{WM_0^2} a$$

Este suficient să reprezentăm în planul (y, a) curba (3.13) L_J în funcție de a și dreapta (3.14); intersecția lor va determina valoarea raportului M/M_0 (fig. III.1).

Se observă imediat că panta dreptei (3.14) (dreapta \overline{QP}) este determinată numai de temperatură și crește odată cu creșterea temperaturii

$$(3.15) \quad \text{tg } \delta = \frac{RT}{WM_0^2}$$

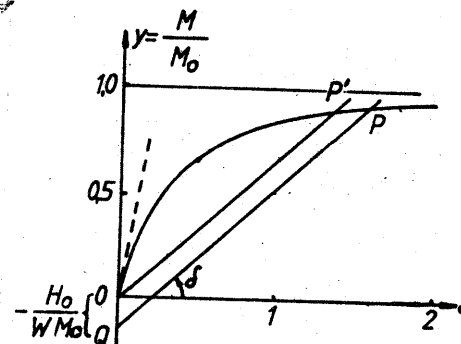


Fig. III.1

a) Independența magnetizării spontane de cîmpul magnetic exterior

Independent de valoarea temperaturii T , această dreaptă (3.14) definește o ordonată la origină, $y = - \frac{H_0}{WM_0}$ (segmentul \overline{OQ}) care crește cu H_0 . Punctul de intersecție P al acestor două curbe, definește magnetizația M la temperatura T , în cîmpul H_0 . Cînd cîmpul H_0 variază, dreapta \overline{PQ} se deplasează paralel cu ea însăși și ocupă poziția $\overline{P'O}$ pentru $H_0 = 0$. Dar se poate aprecia cu ușurință că segmentul \overline{OQ} este extrem de mic chiar pentru valorile maxime pe care poate să le ia H_0 în condiții de lucru obișnuite. De exemplu, pentru $H_0 \approx 10^6 \text{ A/m}$ rezultă că $y = \overline{OQ} = - (H_0/WM) = - (H_0/H_{mol}) \approx 10^{-3}$. Astfel, dacă ordonata maximă, $y=1$, ar fi reprezentată ca o lungime de 100 mm, segmentul \overline{OQ} ar fi

doar de 0,1 mm deci comparabil cu grosimea unei trăsături fine de creion. Rezultă deci că, atât timp cât unghiul δ este inferior unghiului corespunzător tangentei în origine la curba lui Brillouin, dreptele \overline{PQ} și $\overline{P'O}$ și implicit punctele P' și P rămân foarte apropiate pentru variații extreme ale cîmpului magnetic H_0 (între zero și 10^6 A/m) în consecință variațiile de magnetizare provenind din variațiile cîmpului magnetic exterior sînt neglijabile. Cînd $H_0=0$, magnetizarea are o valoare finită corespunzătoare punctului P' , ceea ce înseamnă că există o magnetizare spontană $M(T)$ chiar în absența cîmpului magnetic exterior. În domeniul temperaturilor joase, cînd T tinde către 0°K , unghiul δ (formula 3.15) tinde către zero, punctul de intersecție P se deplasează către dreapta astfel încît ordonata corespunzătoare se apropie de valoarea $y = 1$ pentru care magnetizația M este egală cu magnetizația de saturație, $M = M_0$. O astfel de magnetizare de saturație care există independent de cîmpul magnetic exterior H_0 corespunde magnetizării spontane din domeniile feromagnetice postulate de Weiss.

b) Variația termică a magnetizării spontane

Cînd temperatura T crește, $\text{tg } \delta$ crește după formula (3.15), punctul P se deplasează spre stînga și implicit magnetizația corespunzătoare $M(-yM_0)$ se micșorează continuu pentru a se anula ($M=0$) cînd $\text{tg } \delta$ se confundă cu tangenta în origine la curba lui Brillouin; această anulare a magnetizației, care implică egalitatea celor două tangente, are loc la temperatura Curie T_C . Expresia acestei temperaturi poate fi determinată: Pentru valori mici ale argumentului a , funcția lui Brillouin (3.8) se scrie:

$$(3.16) \quad f_J(a) = \frac{J+1}{J} \frac{a}{3} - \frac{J+1}{3J} \cdot \frac{2J^2+2J+1}{J^2} \cdot \frac{a^3}{30} + \dots$$

tangenta în origine ($a=0$), la această curbă este

$$(3.17) \quad f'_J(0) = \frac{J+1}{3J}$$

și este egală cu valoarea $\text{tg } \delta$ dată de (3.15) pentru $T = T_C$;

$$(3.18) \quad \frac{J+1}{3J} = \frac{RT_C}{WM_0^2 \mu_0} = f'_J(0)$$

de unde rezultă

$$(3.19) \quad T_C = \frac{W M_0^2 \mu_0}{Nk_B} f'_J(0)$$

Ținînd seama de faptul că feromagnetismul este atribuabil momentelor magnetice de spin, trebuie să considerăm $J = \frac{1}{2}$, și $g = 2$; ca urmare (3.17) devine $f'_{1/2}(0) = 1$, (3.11) se scrie $M_0 = N\mu_B$ și expresia temperaturii Curie T_C (3.19) capătă forma următoare

$$(3.20) \quad T_C = \frac{WM_0^2 \mu_0}{Nk_B} = \frac{WN \mu_B^2 \mu_0}{k_B}$$

Se poate stabili o formulă generală pentru variația termică a magnetizării spontane, indiferent de natura momentelor magnetice elementare exprimînd variația magnetizării în funcție de temperatură în valori reduse în absența cîmpului magnetic exterior. Avînd în vedere faptul că magnetizarea spontană și magnetizarea de saturație sînt mărimi identice vom nota, pentru $T > 0^\circ\text{K}$, $M(T) = M_s$ și pentru $T = 0^\circ\text{K}$, $M(0) = M_{s0}$. Astfel, valorile reduse ale magnetizării vor fi M_s/M_{s0} și cele ale temperaturii vor fi T/T_C . Pentru $H_0=0$, formula (3.12) se scrie, ținînd seama de (3.11),

$$(3.21) \quad a = \frac{M_{s0} \mu_0 W N \mu_B}{Nk_B T}$$

Raportînd această ecuație (3.21) la (3.19) se obține

$$(3.22) \quad a = \frac{3J}{J+1} \frac{M_s/M_{s0}}{(T/T_C)}$$

și ecuația (3.10) se scrie

$$(3.23) \quad \frac{M_s}{M_{s0}} = \int_J \left(\frac{3J}{J+1} - \frac{M_s/M_{s0}}{T/T_C} \right)$$

Aceasta este o funcție universală deoarece nu conține constante arbitrare; ea este cunoscută sub denumirea de "legea stărilor corespondente". Figura III.2 reprezintă curbele $M_s/M_{s0} = f(T/T_C)$ calculată cu ajutorul formulei (3.23) pentru $J = \frac{1}{2}$, $J = 1$ și $J = \infty$. Valorile experimentale obținute din studiul variației termice a magnetizării de saturație a Fe, Co și Ni, au fost reportate în această figură; ele coincid practic cu punctele curbei teoretice pentru $J = 1/2$ și totodată sînt net distanțate de curbele teoretice pentru $J = 1$ și $J = \infty$. Acest fapt este în concordanță cu rezultatele experimentelor giromagnetice și de rezonanță feromagnetică prezentate în capitolul precedent, potrivit cărora valoarea factorului giromagnetic g_J pentru Fe, Co, Ni este foarte apropiată de 2, ceea ce înseamnă că $J = 1/2$ și prin urmare momentele magnetice elementare puse în joc în acest proces de variație termică a magnetizării sînt momentele magnetice de spin electronic.

Momentele magnetice orbitale ($J=1$) nu intervin în acest proces. Este probabil ca ele să fie blocate prin cuplaje antiferomagnetice.

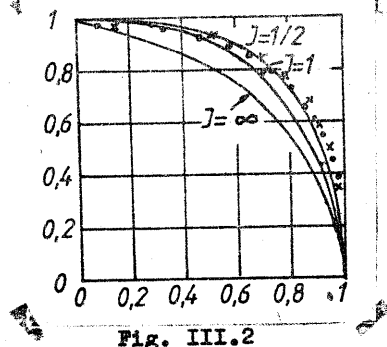


Fig. III.2

c) Comportarea substantelor feromagnetice la temperaturi superioare temperaturii Curie ($T > T_C$)

La temperaturi superioare temperaturii Curie, magnetizarea spontană dispare și substanța capătă proprietăți paramagnetice. În aceste condiții, în prezența unui cîmp magnetic exterior H_0 , substanța prezintă o susceptibilitate slabă, comparabilă cu susceptibilitatea paramagneticilor. Pentru a evalua această susceptibilitate este suficient să observăm că, pentru temperaturi superioare punctului Curie T_C , dreapta PQ (fig. III.1) devine tangenta la curba lui Brillouin în partea sa liniară, confundîndu-se efectiv cu această curbă. În consecință reținem din expresia lui $\int_J(a)$ (3.16) numai termenul liniar și ecuația (3.13) se reduce la forma următoare

$$(3.24) \quad y = \int_J(a) = \frac{J+1}{3J} a = \int_J(0) \cdot a$$

în care, pentru $J = 1/2$ rezultă $\int_J(0) = 1$ și

$$(3.25) \quad y = \frac{M}{H_0} = a$$

Substituind această expresie a lui y în (3.14) și ținînd seama de (3.20) obținem expresia susceptibilității materialului feromagnetic la temperaturi ridicate ($T > T_C$)

$$(3.26) \quad \frac{M}{H_0} = k = \frac{T_C}{W} \frac{1}{T - T_C} = \frac{C}{T - T_C}$$

Regăsim astfel în teoria cîmpului molecular legea experimentală a lui Curie-Weiss pentru variația termică a susceptibilității. În această lege (3.26), C reprezintă constanta lui Curie și expresia sa, pentru orice valoare a lui J este, ținînd seama de (3.19), și de (3.11)

$$(3.27) \quad C = \frac{T_C}{W} = \frac{N_0^2 \mu_0}{N k_B} \frac{J+1}{3J} = \frac{N g_J^2 \mu_0 \mu_B^2 J(J+1)}{3 k_B}$$

În această formulă (3.26),

$$(3.28) \quad T_C = CW = \frac{N g_J^2 \mu_0 \mu_B^2 J(J+1)}{3 k_B} W$$

reprezintă temperatura Curie paramagnetică. În teoria cîmpului molecular această temperatură Curie paramagnetică este egală cu temperatura Curie feromagnetică dar datele experimentale pun în evidență o deosebire sensibilă între temperatura Curie feromagnetică T_{Cf} (la care magnetizația se anulează, $M=0$) și temperatura Curie paramagnetică T_{Cp} (la care inversa susceptibilității date de (3.26), se anulează, $1/k=0$). Curbele din figura III.3 indică schematic variația termică a magnetizării spontane M_s (partea stîngă) și a susceptibilității, $1/k$ (partea dreaptă) după teoria cîmpului molecular (linie continuă) și după datele experimentale (linie întreruptă). Ele pun în evidență faptul că, în general, $T_{Cp} > T_{Cf}$ așa cum rezultă de altfel din datele reportate în Tabelul 1.5 (§ 1.3.2).

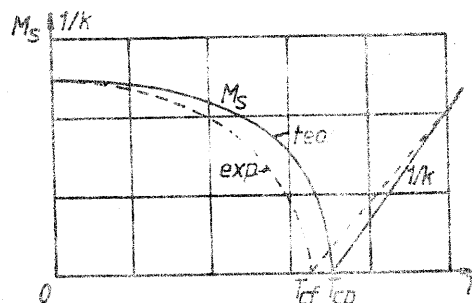


Fig. III.3

Formula (3.26) ne oferă posibilitatea să obținem imediat expresia susceptibilității specifice

$$(3.29) \quad \chi = \frac{d\sigma}{dH_0}$$

în care σ reprezintă magnetizația specifică, (sau momentul magnetic al unității de masă),

$$(3.30) \quad \sigma = \frac{M}{\delta}$$

δ fiind aici densitatea solidului (masa unității de volum) iar M intensitatea de magnetizare volumică. Astfel în virtutea relațiilor (3.26) (3.29) și (3.30) obținem formula

$$(3.31) \quad \chi = \frac{1}{\delta} \frac{dM}{dH_0} = \frac{k}{\delta} = \frac{C}{\delta} \frac{1}{T - T_C} = \frac{C_m}{T - T_C}$$

în care C_m reprezintă constanta lui Curie raportată la densitatea substanței

$$(3.32) \quad C_m = \frac{C}{\delta}$$

Cu valorile experimentale ale constantei lui Curie și ale temperaturii T_C paramagnetice se poate determina constanta cîmpului molecular W , utilizînd formula (3.27), și de asemenea valoarea cîmpului molecular $H_{mol} = WM_0$. Pe de altă parte, admitînd că purtătorii momentelor magnetice elementare sînt electronii se poate determina, în funcție de valorile constantei lui Curie C , numărul n_B de electroni activi pe atom, respectiv numărul efectiv de magnetoni Bohr-Procopiu. Fiind cunoscută valoarea magnetizației de saturație M_0 , numărul n_B este dat de formula

$$(3.33) \quad n_B = \frac{M_0}{N \mu_B} \cdot \frac{A}{\delta} = \frac{\sigma_0 A}{N \mu_B} = \frac{\sigma_0 A}{5,583}$$

în care A este masa molară. Considerînd în (3.27), $J = 1/2$ și utilizînd expresia lui C astfel obținută împreună cu (3.32) se obține pentru numărul efectiv de magnetoni pe atom următoarea expresia:

$$(3.34) \quad n_B = \frac{ACk_B}{\mu_B M_0 \mu_0 \delta} = \frac{ACk_B}{\mu_B M_0 \mu_0} = \frac{ACR}{\mu_0 N^2 \mu_B^2}$$

În ultima variantă a acestei egalități s-a utilizat formula (3.11) cu $J = 1/2$ și $g_J = 2$. În tabelul 3.1, sînt reportate valorile mărimilor definite mai înainte, C , W , H_{mol} , T_{Cp} , n_B , δ , A , M_0 , pentru Fe, Co și Ni.

Tabelul 3.1

	C (K)	T_{Cp} °K	$M_0 \cdot 10^3$ A/m	W	$H_{mol} \cdot 10^{-9}$ A/m	n_B μ_B	$\delta \cdot 10^{-3}$ kg/m ³	$A \cdot 10^3$ Kg
Fe	2,295	1101	1751	480	0,84	3,45	7,9	55,84

Co	2,261	1428	1430	616	0,90	3,26	8,8	58,94
Ni	0,611	650	510	1063	0,65	0,65	8,9	58,69

Numărul n_B de magnetoni per atom, din acest tabel 3.1 a fost calculat cu formula (3.34), utilizând valorile constantei lui Curie C obținute prin măsurători de susceptibilitate în domeniul paramagnetic. Se observă că aceste valori n_B sînt mai mari decît cele din tabelul 1.1, care au fost calculate cu formula (3.32), utilizînd valorile experimentale ale magnetizației M_0 . Pe de altă parte valorile cîmpului molecular $H_{mol} = WM_0$, sînt de ordinul de mărime 10^9 , estimat inițial pe baza relației aproximative (3.4). Teoria lui Weiss poate fi expusă cu o aproximație satisfăcătoare reprezentînd funcția lui Brillouin din formula fundamentală (3.10) sub forma unei dezvoltări în serie:

$$(3.35) \quad L_J(a) = a L_J(0) - \frac{a^3}{6} L_J''(0) + \dots$$

Formula (3.16) reprezintă efectiv această dezvoltare în serie a funcției $L_J(a)$ și, prin identificarea formulelor (3.35) cu (3.16), pot fi definite expresiile derivatelor $L_J'(0)$ și $L_J''(0)$ din (3.35): astfel

$$L_J'(0) = \frac{J+1}{3J} ; L_J''(0) = \frac{J+1}{3J} \cdot \frac{2J^2+2J+1}{30 J^2}$$

Pentru $J=1/2$ (3.35) și implicit (3.10) capătă forma următoare

$$(3.36) \quad \frac{M}{M_0} = a - \frac{a^3}{3} = a(1 - \frac{a^2}{3})$$

Pe de altă parte, expresia lui a dată de (3.12) poate fi scrisă sub o formă simplă ținînd seama de (3.20)

$$(3.37) \quad a = \frac{1}{WM_0} \frac{T_C}{T} (H_0 + WM)$$

Substituind această expresie a lui a în (3.36) și reținînd numai termenul principal din dezvoltarea lui $(H_0 + WM)^2$, în care $H_0 \ll WM$, se obține

$$(3.38) \quad H_0 = W \left(\frac{T}{T_C} - 1 \right) M + \frac{W}{3M_0^2} \left(\frac{T_C}{T} \right)^2 M^3$$

sau, ținînd seama de (3.26) și (3.27),

$$(3.39) \quad H_0 = \frac{M}{K} + \frac{1}{C} \frac{T_C^3}{(M_0 T)^2} M^3$$

Figura III.3 indică alura curbelor $M = f(H_0)$ determinate pe baza formulelor (3.38) sau (3.39) pentru diferitele valori ale temperaturii.

Pentru $T > T_C$ se obține o variație practic liniară a magnetizației în funcție de cîmp, care corespunde unei comportări paramagnetice.

Pentru $T = T_C$, $(\partial M / \partial H)_0 \rightarrow \infty$ și tangenta la curba $M = f(H)$ în origine, coincide cu axa ordonatelor.

Pentru $T < T_C$ se obține, la $H = 0$, o valoare $M_S(T)$ diferită de zero care corespunde magnetizației spontane la temperatura T .

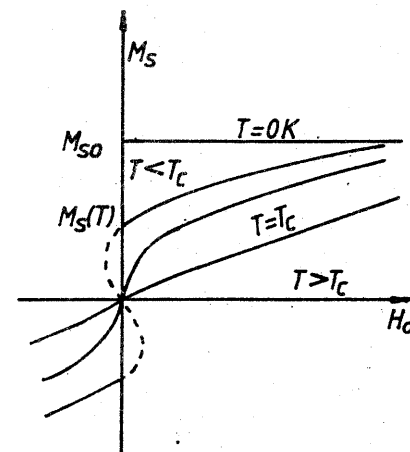


Fig. III.4

Cînd $T \rightarrow 0$, $L_J(0) \rightarrow 1$ și M_S tinde asimptotic către M_{s0} . Forma asimptotică a formulei lui Brillouin este

$$(3.40) \quad L_J(a) = \frac{M}{M_{s0}} = 1 - \frac{1}{J} \exp \left(- \frac{3}{J+1} \frac{T_C}{T} \right) + \dots$$

pentru $J = 1/2$ această formulă se scrie, ținînd seama de (3.20) sub forma următoare

$$(3.41) \quad M_s(T) = M_{so} \left\{ 1 - 2 \exp\left(-\frac{2M_{so}^2 W}{k_B T} \rho_0\right) \right\}$$

care reprezintă o lege de apropiere a magnetizației $M_s(T)$ de valoarea magnetizației de saturație M_{so} , pe măsură ce temperatura T tinde către zero absolut. Dar această apropiere de saturație este extrem de rapidă, oricum mult mai rapidă decît cea indicată de datele experimentale. Acest dezacord dintre teoria lui Weiss și experiență privind variația termică a magnetizației în apropiere de saturația completă, dispăre în teoria lui Bloch, a undelor de spin. Această teorie conduce la o lege de variație mult mai lentă, de forma

$$(3.42) \quad M_s(T) = M_{so}(1 - AT^{3/2} + \dots)$$

care se verifică bine cu datele experimentale.

Un alt dezacord între teoria cîmpului molecular și experiență a fost deja relevat în legătură cu variația termică a magnetizației în apropiere de temperatura Curie. În timp ce teoria prezice în acest domeniu de temperatură, o lege de variație termică de forma

$$(3.43) \quad \frac{dM_s(T)}{dT} \sim -(T_C - T)^{-1/2}$$

experiența conduce la o lege de forma

$$(3.44) \quad \frac{dM_s(T)}{dT} \sim -(T_C - T)^{-\gamma}$$

în care exponentul γ este apropiat mai curînd de 1/3 decît de 1/2.

3.2.3. Aspectul termodinamic al teoriei cîmpului molecular

a) Discontinuitatea variației termice a căldurii specifice la $T = T_C$

Datele experimentale prezentate în § 1.3.3.a și în figura I.25, au pus în relief a anomalie a variației termice a căldurii specifice a substanțelor feromagnetice. Această anomalie se traduce prin apariția unei discontinuități nete a variației căldurii volumice C_H în funcție de temperatură, cînd substanța se află la temperatura Curie. Din considerații termodinamice privind reversibilitatea fenomenelor, (în particular reversibilitatea magnetizației în funcție de H numai în apropierea saturației), s-a stabilit expresia căldurii volumice C_H , ce se măsoară la H constant, (formula 1.96)

$$(3.45) \quad C_H = C_M - \rho_0 T \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_M \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H$$

Această expresie comportă doi termeni: primul, C_M , căldura volumică ce se măsoară obișnuit la magnetizare constantă (inclusiv la $M=0$), al doilea, un termen dependent de magnetizare și de temperatură, care crește foarte rapid cu temperatura în apropiere de T_C , unde variația termică a magnetizației feromagnetice este foarte rapidă.

În condițiile teoriei cîmpului molecular acest al doilea termen capătă o formă particulară. Pentru exprimarea magnetizației M se utilizează funcția lui Brillouin (3.10) al cărei argument g , dependent de cîmpul molecular al lui Weiss este dat de formula (3.12). Pentru $J = 1/2$, $g = 2$,

$$(3.46) \quad a = \frac{\mu_B \rho_0}{k_B T} (H + WM)$$

și

$$(3.47) \quad M = M_0 L_J(a) = M_0 L_J \left[(H + WM) \frac{\mu_B \rho_0}{k_B T} \right]$$

Această funcție ne oferă posibilitatea să stabilim expresia factorului $(\partial H / \partial T)_M$ din (3.45) care reprezintă variația lui H în funcție de T cînd magnetizația M este menținută constantă:

$$(3.48) \quad dM = M_0 \frac{\partial f}{\partial a} da = M_0 \frac{\mu_B \mu_0}{k_B T} \left[dH - \frac{1}{T}(H+WM)dT + WdM \right]$$

Pentru $M = \text{constant}$, $dM = 0$ și expresia precedentă se reduce la:

$$(3.49) \quad T \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_M = H + WM$$

care este efectiv factorul pe care am dorit să-l înlocuim în (3.45). Se obține astfel

$$(3.50) \quad C_H = C_M - \mu_0 (H + WM) \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H$$

În absența cîmpului H , magnetizația M este efectiv magnetizația spontană, care este o funcție de temperatură, $M = M_s(T)$. În aceste condiții (3.50) se scrie:

$$(3.51) \quad C_H = C_M - \frac{1}{2} \mu_0 W \left(\frac{\partial M_s}{\partial T} \right)_{H=0}^2$$

Pe de altă parte, pentru $H = 0$, formula (3.38) conduce la următoarea expresie pentru M_s :

$$(3.52) \quad M_s^2 = -3M_{s0}^2 \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \left(\frac{T}{T_C} - 1 \right)$$

În vecinătatea temperaturii Curie, pentru $T = T_C - \varepsilon$,

$$(3.53) \quad \left(\frac{\partial M_s^2}{\partial T} \right)_{T=T_C} = - \frac{3M_{s0}^2}{T_C}$$

și expresia variației căldurii volumice corespunzătoare este

$$(3.54) \quad (C_H - C_M)_{T=T_C-\varepsilon} = (\Delta C)_{T_C-\varepsilon} = \frac{3}{2} \frac{\mu_0 W M_{s0}^2}{T_C}$$

în timp ce, pentru $T = T_C + \varepsilon$, magnetizația este nulă $M_s = 0$, și

$$(3.55) \quad (C_H - C_M)_{T=T_C+\varepsilon} = (\Delta C)_{T_C+\varepsilon} = 0$$

Rezultă astfel că, în momentul traversării peste temperatura Curie, căldura volumică suferă o discontinuitate ΔC a cărei valoare este dată de (3.54); ținînd seama de expresia temperaturii T_C din teoria lui Weiss (3.20), formula (3.54) se scrie:

$$(3.56) \quad \Delta C = \frac{3}{2} N k_B$$

Fiindcă $N = M_{os}/\mu_B$ reprezintă numărul de momente elementare μ_B conținut în unitatea de volum, se poate aprecia imediat că, mărimea discontinuității căldurii volumice corespunzătoare fiecărui moment magnetic elementar este egală cu $3k/2$. Mărimea discontinuității căldurii masice ΔC_m corespunzătoare unui număr de atomi egal cu η numărul lui Avogadro, considerînd n_B electroni activi per atom, (deci n_B momente magnetice elementare per atom), va fi dată de relația,

$$(3.57) \quad \Delta C_m = \frac{3}{2} k \eta n_B = \frac{3R}{2} x = 12,47 n_B \text{ Jouli/Kelvin}$$

Cunoscînd valorile experimentale ΔC_m , pentru diferite substanțe feromagnetice se poate determina n_B , utilizînd această relație (3.57). De exemplu, valorile lui n_B pentru Fe și Ni (Tabelul 3.1), sînt comparabile ca ordin de mărime cu cele obținute anterior (Tabelul 1.1 și Tabelul 3.1) prin metode diferite. Există totuși și aici un dezacord sensibil între datele

Tabelul 3.1

	ΔC_m (Jouli/Kelvin)	n_B (μ_B)
Fe	31	2,5
Ni	9,2	0,74

experimentale și teoria cîmpului molecular: conform acestei teorii, cînd substanța este adusă la o temperatură imediat superioară punctului Curie, $T = T_C + \varepsilon$, componenta de origine magnetică a căldurii specifice, ΔC_m se anulează, (formula 3.55) în timp ce datele experimentale (§ 1.3.3 și fig. I.25) demonstrează că ΔC_m nu se anulează imediat pentru $T = T_C + \varepsilon$ ci scade progresiv cu temperatura într-un domeniu de ordinul zecilor

de grade avind ca limită inferioară temperatura T_C . Acest fapt este susceptibil de interpretări calitative simple: Pentru $T = T_C - \varepsilon$, creșterea căldurii ΔC_M corespunde energiei ce trebuie să fie furnizate ansamblului de momente magnetice elementare pentru a provoca distrugerea ordonării lor, la scara domeniilor feromagnetice (ordine de rază lungă) asigurată de cîmpul molecular, în timp ce, căldura suplimentară ΔC_M asociată temperaturilor imediat superioare punctului Curie ($T > T_C$) corespunde energiei necesare pentru distrugerea ordinei de rază scurtă care probabil este asigurată de forțe neluate în seamă în cadrul teoriei cîmpului molecular.

b) Efectul magnetocaloric

Aspectele experimentale ale acestui efect au fost prezentate în § 1.3.3.b: variația magnetizației unei substanțe feromagnetice în condiții adiabactice, se traduce printr-o variație a temperaturii substanței. În interpretarea termodinamică a acestui efect s-a considerat că starea sistemului este definită în întregime de variabilele T - temperatură și H - deplasare magnetică. Vom considera acum variabilele T și M - magnetizație pentru a exprima magnetizația M în funcție de cîmpul molecular, prin intermediul funcției Brillouin (3.47). Variația cantității de căldură a sistemului, în funcție de variația entropiei $S(M, T)$ poate fi scrisă sub forma următoare,

$$(3.58) \quad dQ = TdS = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_M dT + T\left(\frac{\partial S}{\partial M}\right)_T dM$$

avind în vedere că fenomenele sînt reversibile și dS este o diferențială totală exactă. Efectiv o astfel de dezvoltare este valabilă atît timp cît M reprezintă magnetizația spontană sau magnetizația de saturație; astfel, în condițiile histeresisului magnetic fenomenul este ireversibil și dS nu mai este o dife-

rențială totală exactă.

Cu notația,

$$(3.59) \quad C_M = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_M$$

în care C_M este căldura volumică la M constant și ținînd seama de faptul că relația

$$(3.60) \quad \left(\frac{\partial S}{\partial M}\right)_T = -\mu_0\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_M$$

poate fi dedusă în aceeași manieră în care a fost stabilită relația (1.104), formula (3.58) capătă forma următoare:

$$(3.61) \quad dQ = C_M dT - T\mu_0\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_M dM$$

În condițiile izolației termice a substanței, $dQ = 0$ și formula precedentă se scrie:

$$(3.62) \quad dT = \frac{T}{C_M} \mu_0\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_M dM$$

Ținînd seama de (3.49), această formulă, la rîndul ei capătă forma următoare:

$$(3.63) \quad dT = \frac{\mu_0}{C_M} (H + \mu_0 M) dM$$

S-a văzut că, în condiții de lucru uzuale, $H \ll \mu_0 M$, pentru $T < T_C$, și astfel (3.63) se reduce la:

$$(3.64) \quad dT = \frac{\mu_0}{2C_M} d(M^2)$$

Unei variații a magnetizației de la M_1 la M_2 îi corespunde o variație de temperatură,

$$(3.65) \quad \Delta T = \frac{\mu_0}{2C_M} (M_2^2 - M_1^2)$$

După formula (3.65) ΔT este o funcție liniară de pătratul magnetizației, în timp ce curbele experimentale $\Delta T = f(M^2)$ determinate de P. Weiss și R. Forrer (1926) pentru egantioane de Ni supuse unei magnetizări progresive, la temperaturi succesiv crescătoare (fig. III.4), sînt drepte numai cînd cîmpul magneti-

zant este suficient de intens pentru a aduce substanța la saturație magnetică. Efectiv teoria lui Weiss este valabilă numai pentru magnetizarea spontană, (sau de saturație) implicând variația sa în funcție de cîmp și de temperatură, dar nu este valabilă și pentru magnetismul tehnic. Cititorul va înțelege după lectura întregii secțiuni referitoare la feromagnetism, că în procesul magnetizării tehnice în cîmpuri slabe, magnetizația substanței este produsă printr-un mecanism de deplasare a pereților care separă domeniile de magnetizare spontană și nu unei variații a magnetizației proprii a domeniilor.

În aceste condiții,

prelungind drepte

(punctat pe fig.III.

5), pînă la axa absciselor, se obțin valorile magnetizației spontane (specifice)

$\sigma(T)$, corespunzătoare temperaturilor T .

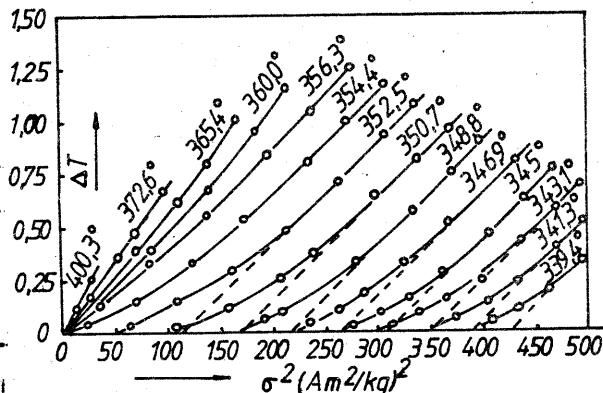
Acest procedeu pentru determinarea magnetizației spontane a unei substanțe feromagnetice la temperaturi diferite, este susceptibil de o precizie remarcabilă. Se poate observa (fig.III.5) că, pentru temperaturi mai mari decît T_C ($\sim 360^\circ\text{C}$) curbele experimentale sînt efectiv drepte. În domeniul temperaturilor $T > T_C$, magnetizația variază liniar cu cîmpul H , conform (3.26),

$$(3.66) \quad M = \frac{T_C}{W} \frac{1}{T - T_C} H$$

Această formulă poate fi scrisă și sub forma următoare

$$(3.67) \quad H + WM = MW \frac{T}{T_C}$$

După înlocuirea acestei expresii în (3.63) se obține:



$$(3.68) \quad dT = \frac{\mu_0 W}{C_M} \frac{T}{T_C} dM = \frac{\mu_0 W}{2C_M} \frac{T}{T_C} d(M^2)$$

Ținînd seama de formulele (3.27) și (3.32) potrivit căroră $W = T_C/C = T_C/\delta C_M$ (mărimile δ și C_M reprezentînd densitatea substanței și constanta lui Curie raportată la unitatea de masă) formula precedentă se scrie sub forma următoare:

$$(3.69) \quad \Delta T = \frac{\mu_0 T}{2\delta C_M C_M} \Delta(M^2)$$

Această formulă (3.69) oferă posibilitatea evaluării căldurii volumice la magnetizare constantă, C_M în funcție de mărimi ce pot fi măsurate la temperaturi $T > T_C$.

3.2.4. Concluzii

În linii generale teoria cîmpului molecular dă o interpretare fenomenologică, satisfăcătoare faptelor observate; ea prevede variația termică a magnetizației spontane, existența unui punct Curie T_C , independența magnetizației spontane de cîmpul magnetic exterior pentru $T < T_C$, comportarea paramagnetică la temperaturi $T > T_C$. S-a văzut că această teorie poate fi folosită cu succes la interpretarea efectului magnetocaloric și a anomaliilor variației termice a căldurii specifice. Există și unele discordanțe între teorie și datele experimentale; ele privesc, variația termică a magnetizației spontane în domeniul temperaturilor joase și în vecinătatea temperaturii Curie; de asemenea după teorie, anomalia căldurii specifice n-ar trebui să existe decît sub temperatura Curie (deoarece ea este proporțională cu $d(M^2)/dT$) în timp ce după experiență ea se prelungește sensibil deasupra temperaturii T_C , implicînd astfel existența unei ordonări locale, suplimentare față de cea atribuită cîmpului molecular. Pentru o interpretare corectă a acestui

fapt este indispensabil să se țină seama de ordinea de rază scurtă de acțiune. În acest scop este necesar să fie tratată mai riguros problema interacțiunilor unui atom cu vecinii săi cei mai apropiați, fără a înlocui acțiunea acestora, prin cea a unui câmp molecular mediu. Evaluările cantitative elementare ale energiei câmpului molecular (§ 3.1) ne-au sugerat că acest câmp, de ordinul 10^9 A/m nu poate fi explicat prin interacțiuni clasice dintre dipoli magnetici elementari; aceste interacțiuni implică un câmp de ordinul 10^6 A/m, deci cu trei ordine de mărime mai mic. Pe de altă parte s-a estimat că energia de interacțiune electrostatică dintre electroni este mai mare decât energia câmpului molecular. Dar, în fizica clasică nu avem nici o idee despre un fenomen de interacțiune dintre sarcini electrice care să se traducă prin interacțiuni magnetostatice. Insuficiența fizicii clasice pentru rezolvarea acestei probleme se explică prin aceea că magnetizarea spontană este corelabilă cu fenomene intraatomice; natura ei poate fi stabilită numai pe baza legilor mecanicii cuantice.

3.3. Teoria cuantică a magnetizării spontane

Problema poate fi formulată în modul următor: mai întâi este necesar să demonstrăm că în condițiile interacțiunilor electrostatice dintre electroni, (estimate deja ca fiind suficient de puternice), existența magnetizării spontane este favorizată energetic. Apoi, este necesar să definim condițiile în care interacțiunile electrostatice sînt suficiente pentru a produce magnetizarea spontană. Problema se reduce astfel la stabilirea criteriului feromagnetismului.

Stabilirea soluției generale a acestei probleme în

maniera în care a fost făcută de W. Heisenberg (1928) în cazul unui cristal, necesită un calcul matematic extrem de dificil și lung, care ar risca să mascheze sensul fizic al rezultatelor. Pentru înțelegerea ideii de bază a acestei teorii a lui Heisenberg vom expune mai întâi teoria moleculei de hidrogen, care ne va oferi posibilitatea să arătăm cum principiul de exclusiune a lui Pauli implică o interacțiune între electroni care, esențialmente, are aparența unei interacțiuni magnetice între spinii electronici. În această teorie a moleculei de hidrogen vom aplica metoda lui Heitler-London în cadrul căreia vom descrie, mai întâi, starea electronică a sistemului cu ajutorul funcțiilor de undă ale atomilor liberi, aproximație care este bună atît timp cît atomii sînt foarte depărtați unul față de celălalt. Apoi, vom apropia acești atomi, ținînd seama de interacțiunile dintre electroni și vom vedea cum aceste interacțiuni vor modifica energia sistemului în mod diferit în acord cu proprietățile de simetrie ale funcției de undă. Această metodă aplicată apoi la cazul unui cristal, ca în teoria lui Heisenberg, va conduce la aproximația legăturilor foarte puternice care mențin paralel spinii electronici în domeniile feromagnetice. În final, vom arăta dificultățile pe care le întîmpină această teorie pentru a expune apoi punctul de vedere al altor teorii.

3.3.1. Feromagnetismul în aproximația interacțiunilor de schimb electronic

a) Molecula de hidrogen în aproximația lui

Heitler-London și energia de schimb electronic

Sistemul atomic care alcătuiește molecula de hidrogen constă din două nuclee, notate aici cu i și j , și doi

electroni notați cu (1) și (2) (fig. III.6).

Să determinăm energia acestui sistem în funcție de distanța \bar{R} dintre nucleele i și j . Pentru aceasta vom utiliza ecuația lui Schrödinger, care, pentru sistemul considerat se scrie sub forma următoare:

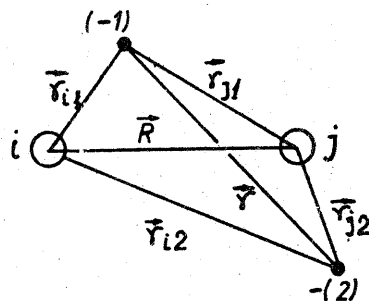


Fig. III.6

$$(3.70) \quad [\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)] \Psi = 0$$

în care Δ este operatorul lui Laplace, $\Psi = \Psi(x_1 y_1 z_1, x_2 y_2 z_2)$ este funcția de undă de coordonatele spațiale ale celor doi electroni, $(x_1 y_1 z_1)$ și $(x_2 y_2 z_2)$ (aceasta este o funcție și de coordonatele de spin, fapt care va fi luat în considerare mai departe), m - masă, E - energia totală iar $U(x_1 y_1 z_1, x_2 y_2 z_2)$ este energia potențială a sistemului, egală cu suma energiilor de interacțiune dintre nuclee, $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R}$, dintre electroni $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ și dintre electroni și protoni, $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{i1}}$, $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{j1}}$, $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{i2}}$, $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{j2}}$; astfel

$$(3.71) \quad U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{j1}} - \frac{1}{r_{i2}} - \frac{1}{r_{j2}} \right)$$

Funcția de undă Ψ nu are o semnificație fizică directă; ea nu poate fi considerată ca o undă spațială. Cu ajutorul acestei funcții se poate numai estima probabilitatea ca într-un anumit interval de timp particula să se afle într-un punct corespunzător din spațiu. În cazul general funcția Ψ poate fi o funcție

complexă: pătratul modulului acestei funcții $|\Psi|^2$ este proporțional cu densitatea de probabilitate de a găsi particula în punctul de coordonate x, y, z .

Rezolvarea ecuației (3.70) se efectuează în mod obișnuit prin metoda aproximațiilor succesive:

În aproximația nulă sistemul este considerat ca fiind constituit din doi atomi izolați ($R \rightarrow \infty$) cu electronii aflați în starea fundamentală (1s). Energia fiecăruia dintre atomii independenți este E_0 iar energia totală a sistemului este $E = 2E_0$. Structura sistemului este descrisă de funcțiile de undă ale atomilor izolați. Notăm cu $\Psi_i(1)$ funcția de undă a electronului (1) aflat în câmpul nucleului (i) și cu $\Psi_j(2)$ funcția de undă a electronului (2) aflat în câmpul nucleului (j). Aceste funcții verifică ecuația lui Schrödinger pentru atomul de hidrogen; astfel:

$$(3.72) \quad \left[\Delta_1 + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_0 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{i1}} \right) \right] \Psi_i(1) = 0,$$

cu

$$(3.73) \quad \Psi_i(1) = \Psi_i(x_1 y_1 z_1) = (\pi a_0)^{-3/2} \cdot e^{-\frac{r_{i1}}{a_0}}$$

și

$$(3.74) \quad \left[\Delta_2 + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_0 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{j2}} \right) \right] \Psi_j(2) = 0,$$

cu

$$(3.75) \quad \Psi_j(2) = \Psi_j(x_2 y_2 z_2) = (\pi a_0)^{-3/2} \cdot e^{-\frac{r_{j2}}{a_0}}$$

în care a_0 este raza primei orbite Bohr.

Funcția de undă totală a celor doi electroni, când atomii nu interacționează se poate exprima sub forma

$$(3.75) \quad \Psi(1,2) = \Psi_i(1) \Psi_j(2)$$

Acest mod de a exprima funcția de undă totală, $\Psi(1,2) = \Psi(x_1 y_1 z_1 x_2 y_2 z_2)$, se bazează pe caracterul probabilistic al funcției de undă și pe faptul că probabilitatea de realizare simultană a două evenimente independente este egală cu produsul probabilităților de realizare a fiecăruia dintre aceste evenimente. În continuare vom ține seama de principiul cuantomecanic al indiscernabilității particulelor, potrivit căruia proprietățile fizice ale tuturor electronilor sînt identice. Ca urmare, dacă unul dintre electroni este înlocuit cu altul, situația sistemului rămîne nemodificată. În cazul moleculei de hidrogen aceasta înseamnă că, dacă situăm electronul (1) în poziția ocupată de electronul (2) iar electronul (2) în poziția ocupată de electronul (1), starea fizică a sistemului rămîne neschimbată. Ca urmare funcția de undă

$$(3.76) \quad \Psi(2,1) = \Psi_1(2) \Psi_2(1)$$

care corespunde acestui schimb de electroni este de asemenea o soluție a ecuației lui Schrödinger. În acest mod, unei singure valori a energiei sistemului, $2E_0$, îi corespund două funcții de undă diferite, $\Psi(1,2)$ și $\Psi(2,1)$. În terminologia mecanicii cuantice se spune că acest sistem este degenerat. Cauza degenerării în cazul considerat este posibilitatea de schimb de electroni între cei doi atomi ai moleculei ("degenerare de schimb"). În acest caz, soluția generală a ecuației lui Schrödinger poate fi formulată în conformitate cu principiul superpoziției, potrivit căruia, dacă un sistem cuantic se poate afla în stările descrise de funcțiile de undă Ψ_1 și Ψ_2 , el se poate afla și în starea descrisă de funcția de undă $\Psi = a_1 \Psi_1 + a_2 \Psi_2$, în care a_1 și a_2 reprezintă amplitudinile celor două funcții de undă.

Astfel pentru sistemul considerat soluția generală poate fi scrisă ca o combinație lineară de forma:

$$(3.77) \quad \Psi_0 = a_1 \Psi_1(1) \Psi_2(2) + a_2 \Psi_1(2) \Psi_2(1)$$

Funcția de undă Ψ_0 descrie starea atomului în care mărimea $|a_1|^2$ dă probabilitatea de a găsi electronul (1) la atomul (1) și electronul (2) la atomul (2); mărimea $|a_2|^2$ dă probabilitatea unei distribuții inverse a electronilor. În aproximația folosită, funcțiile Ψ_1 și Ψ_2 sînt considerate ca ortonormate:

$$(3.78) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_1|^2 dq = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_2|^2 dq = 1$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_1 \Psi_2^* dq = 0,$$

în care $dq = dx_1 dy_1 dz_1 dx_2 dy_2 dz_2$ reprezintă elementul de volum.

După rezolvarea problemei în aproximația nulă ($R \rightarrow \infty$) să determinăm, în primă aproximație, energia și coeficienții a_1 și a_2 în condițiile apropierei nucleelor (1) și (2), luînd în considerație interacțiunile dintre cei doi atomi, fără a ține seama deocamdată de spinii electronici.

Energia totală a sistemului este acum

$$(3.79) \quad E = 2E_0 + W_{12}$$

în care W_{12} este corecția la energie (în primă aproximație) care se obține în condițiile existenței interacțiunilor dintre cei doi atomi.

Se admite că funcția de undă (3.77) constituie și în cazul primei aproximații o soluție a ecuației lui Schrödinger pentru întreaga moleculă de hidrogen și astfel problema se redu-

ce la alegerea valorilor a_1, a_2 și W_{ij} care satisfac această ecuație: mai întâi, introducem (3.77) și (3.79) în (3.70) și ținând seama de ecuațiile (3.72) și (3.74) și de ecuațiile analoge pentru $\Psi_1(2)$ și $\Psi_j(1)$, se obține:

$$(3.78) \quad a_1 \left[W_{ij} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{j1}} \right) \Psi_1(1) \Psi_j(2) \right] +$$

$$+ a_2 \left[W_{ij} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{11}} - \frac{1}{r_{j2}} \right) \Psi_j(1) \Psi_1(2) \right] = 0$$

Se înmulțește, succesiv, această expresie (3.78) cu $\Psi_1^*(1) \Psi_j^*(2)$ și cu $\Psi_j^*(1) \Psi_1^*(2)$ și, după efectuarea integrării pe întreg spațiul, se obțin următoarele două ecuații omogene, care permit determinarea coeficienților a_1, a_2 și W_{ij}

$$(3.79) \quad a_1(W_{ij} - K_{ij}) - a_2 J_{ij} = 0$$

$$a_1 J_{ij} - a_2(W_{ij} - K_{ij}) = 0$$

În aceste ecuații.

$$(3.80) \quad K_{ij} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{j1}} - \frac{1}{r_{12}} \right) |\Psi_1(1)|^2 |\Psi_j(2)|^2 dq_1 dq_2$$

și

$$(3.81) \quad J_{ij} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{j1}} \right) \Psi_1^*(1) \Psi_j(1) \Psi_1(2) \Psi_j^*(2) dq_1 dq_2$$

în care $dq_1 = dx_1 dy_1 dz_1$ și $dq_2 = dx_2 dy_2 dz_2$ sînt elementele de volum date prin coordonatele spațiale ale electronilor.

Ecuațiile (3.79) sînt compatibile cu condiția,

$$(3.82) \quad W_{ij} = K_{ij} \pm J_{ij}$$

iar celor două soluții pentru W_{ij} le corespund coeficienții:

$$(3.83) \quad a_1 = \pm a_2$$

Introducem notația

$$(3.84) \quad |a_1| = |a_2| = a,$$

și astfel în loc de o singură soluție generală (3.77) avem două soluții posibile:

$$(3.85) \quad \Psi_{01} = a [\Psi_1(1) \Psi_j(2) + \Psi_j(1) \Psi_1(2)]$$

căreia îi corespunde energia

$$(3.86) \quad E_1 = 2E_0 + K_{ij} + J_{ij}$$

și

$$(3.87) \quad \Psi_{02} = a [\Psi_1(1) \Psi_j(2) - \Psi_j(1) \Psi_1(2)]$$

căreia îi corespunde energia

$$(3.88) \quad E_2 = 2E_0 + K_{ij} - J_{ij}$$

Prin permutarea electronilor funcția de undă Ψ_{01} nu-și schimbă semnul, fiind astfel o funcție simetrică, în timp ce Ψ_{02} își schimbă semnul, fiind o funcție antisimetrică.

În concluzie, examinînd molecula de hidrogen, cu luarea în considerație a forțelor de interacțiune electrostatică dintre particule (în primă aproximare) se obține o despicare a energiei sistemului în două niveluri energetice distanțate cu $2J_{ij}$.

Mărimea K_{ij} , dată de formula (3.80), reprezintă energia medie de interacțiune electrostatică (coulombiană) dintre cei doi atomi, avînd nucleele situate la distanța R și sarcinile electronice "distribuite" în întreg spațiul cu densitățile de sarcină

$$e |\Psi_1(1)|^2 \text{ și } e |\Psi_j(2)|^2.$$

Mărimea J_{ij} , dată de formula (3.81) nu are analog clasic; ea are dimensiunea unei energii.

Această energie trebuie să fie de natură electrostatică deoarece nu s-a luat în considerație nici un alt tip de interacțiune. Energia J_{ij} apare aici datorită indiscernabilității particulelor fapt care permite efectuarea schimbului de electroni între atomii moleculei. De aceea J_{ij} se numește energia de schimb sau integrala energiei de schimb.

Figura III.7 dă curba $E = f(R)$ pentru molecula de hidrogen, valorile lui R fiind reduse la valoarea a_0 a razei Bohr a atomului de hidrogen.

Se observă că starea corespunzătoare funcției ψ_{01} cu energia $E_1 = 2E_0 + K + J$ este stabilă deoarece funcția $E_1 = f(R)$, pentru $R/a_0 \approx 1,5$ are un minim (implicând $J < 0$), în timp ce starea corespunzătoare funcției ψ_{02} este instabilă deoarece $E_2 = f(R)$ scade monoton.

Aceste curbe sugerează imediat că integrala de schimb

J_{ij} depinde de distanța R

dintre nuclee, modificându-și nu numai mărimea ci și semnul.

În cazul moleculei de hidrogen se observă (fig. III.7) că pentru R mic $J < 0$ și pentru R mare $J > 0$. Curba punctată este determinată experimental și, cu toate că nu coincide exact cu cea teoretică, ea confirmă calitativ justetea soluțiilor obținute în teorie.

În cele ce urmează vom lua în considerare spinul elec-

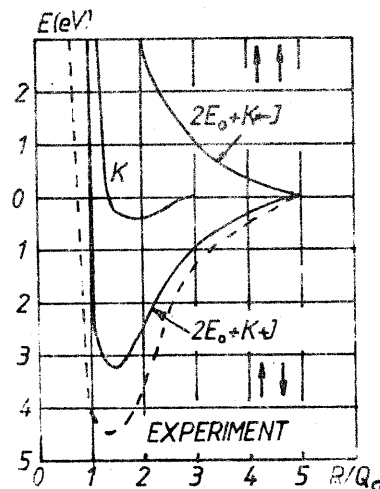


Fig. III.7

tronilor. În mecanica cuantică prezența spinului introduce un grad de libertate suplimentar al electronului, astfel că funcția de undă a unei particule depinde nu numai de cele trei coordonate spațiale x, y, z ci și de variabila de spin S . Această variabilă de spin S este discretă și capătă numai două valori, corespunzătoare celor două orientări posibile ale spinului. Deoarece în problema care ne interesează aici nu luăm în considerație interacțiunile magnetice ale electronilor (acestea fiind prea slabe în raport cu cele electrostatice), probabilitatea de distribuție după coordonate nu va depinde de direcția spinilor și funcția de undă totală poate fi exprimată ca produsul funcției de coordonatele spațiale și al funcției de variabila de spin. În cazul moleculei de hidrogen aceasta poate fi scrisă sub forma:

$$(3.89) \quad \Psi(q, S) = \psi_0(q_1, q_2) \varphi(S_1, S_2)$$

în care S_1 și S_2 reprezintă variabilele de spin ale electronilor (1) respectiv (2). Funcțiile de undă ale spinilor sînt simetrice în cazul orientării paralele a spinilor și antisimetrice în cazul orientării antiparalele. Conform principiului de excluziune a lui Pauli, funcția de undă totală a celor doi electroni trebuie să fie antisimetrică. Prin urmare dacă luăm în considerație expresia acestei funcții, (3.89) rezultă că funcției de undă simetrice ψ_{01} îi va corespunde o orientare antiparalelă a spinilor (deoarece ea trebuie să fie asociată cu funcția de undă antisimetrică a spinilor) iar funcției de undă antisimetrice ψ_{02} îi va corespunde o orientare paralelă a spinilor (ψ_{02} trebuie să fie asociată cu funcția de undă simetrică a spinilor). S-a văzut mai înainte (fig. III.7) că stări de echilibru a atomilor în molecula de hidrogen îi coresp-

punde funcția ψ_{01} și, prin urmare, o orientare antiparalelă a spinilor. Aceasta înseamnă că momentul magnetic al moleculei de hidrogen este nul, deci molecula de hidrogen este diamagnetică așa cum rezultă din datele experimentale.

Aceste considerații pot fi formulate cantitativ în modul următor:

Să notăm funcțiile de undă ale spinilor dreupți (\uparrow) cu $\delta(S)$ și pe cele ale spinilor stîngi (\downarrow) cu $\sigma(S)$. Pentru spinii electronilor din molecula de hidrogen sînt posibile următoarele patru distribuții (fig.III.8), cărora le corespund funcțiile de undă:

$$\delta(S_1) \delta(S_2) ; \sigma(S_1) \sigma(S_2) \quad \delta(S_1) \sigma(S_2) \quad \sigma(S_1) \delta(S_2).$$



Fig. III.8

Valorile proprii corespunzătoare spinilor (în unități \hbar) fiind $S_k = \pm 1/2$, spinul total pentru fiecare dintre cele patru configurații (fig.III.8) capătă valorile:

$$S = 1 \quad S = -1 \quad S = 0 \quad S = 0$$

În ultimele două cazuri, avem aceeași valoare a spinului total, deci, în raport cu coordonatele de spin, sistemul este degenerat. Soluțiile se scriu, ca și mai înainte, sub forma combinațiilor lineare:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \delta(S_1) \sigma(S_2) - \sigma(S_1) \delta(S_2) \\ \psi_2 &= \delta(S_1) \sigma(S_2) + \sigma(S_1) \delta(S_2) \end{aligned} \quad \text{pentru } S = 0$$

la care adăugăm

$$\begin{aligned} \psi_3 &= \delta(S_1) \delta(S_2) \\ \psi_4 &= \sigma(S_1) \sigma(S_2) \end{aligned} \quad \text{pentru } S = \pm 1$$

Este evident că prima dintre aceste funcții ψ_1 este antisimetrică, iar celelalte trei, ψ_2, ψ_3, ψ_4 sînt simetrice. Conform principiului lui Pauli funcția de undă totală a spinilor electronici, $\Psi(q, S)$ trebuie să fie antisimetrică. Rezultă astfel că, pentru funcția ψ_{01} simetrică, funcția totală

$$(3.90) \quad \Psi_1 = \psi_{01} \psi_1$$

este antisimetrică, pentru $S = 0$

$$\text{și} \quad E_1 = 2E_0 + K + J$$

Această stare (3.90) corespunde unui singlet.

Pe de altă parte, pentru funcția ψ_{02} antisimetrică, următoarele funcții de undă totale sînt de asemenea antisimetrice,

$$\begin{aligned} \psi_2 &= \psi_{02} \psi_2 \\ (3.91) \quad \psi_3 &= \psi_{03} \psi_3 \\ \psi_4 &= \psi_{04} \psi_4 \end{aligned}$$

pentru

$$\begin{aligned} S &= 0, S = +1, S = -1 \\ \text{și} \quad E_2 &= 2E_0 + K - J \end{aligned}$$

Această stare (3.91) corespunde unui triplet. În cazul moleculei de hidrogen, în starea de energie minimă $J < 0$ și $S = 0$, se realizează starea de singlet. Acestui caz îi corespunde orientarea antiparalelă a spinilor celor doi electroni adică o comportare antiferomagnetică, sau mai exact diamagnetică. Dacă în starea de energie minimă am fi avut $J > 0$, starea energetic favorizată ar fi fost cea de triplet care corespunde orientării paralele a spinilor, deci feromagnetismului.

Se vede astfel că orientarea spinilor unul în raport cu altul este strâns legată de semnul integralei de schimb: valorii pozitive a integralei de schimb îi corespunde orientarea paralelă a spinilor, adică o magnetizare spontană ca aceea în domeniile lui Weiss, în timp ce, valorii negative a integralei de schimb îi corespunde o orientare antiparalelă a spinilor asemănătoare celei din domeniile antiferomagnetice.

b) Modelul lui Heisenberg-Dirac

Se poate exprima sub o formă mai generală și totodată mai simplă rezultatul obținut pentru spectrul energetic al moleculei de hidrogen, utilizând operatorii de spin introduși de Dirac. S-a văzut mai înainte, (formula 3.82), că valorile proprii ale operatorului energiei de interacțiune electrostatică W_{ij} , în cazul moleculei de hidrogen sînt:

$$(3.92) \quad \begin{aligned} W_{ij} &= K_{ij} + J_{ij} && \text{pentru } S = 0 \\ W_{ij} &= K_{ij} - J_{ij} && \text{pentru } S = 1 \end{aligned}$$

Stim acum că semnele (+) și (-) din această ecuație (3.82) răspund respectiv stărilor de singlet și triplet. Folosind modelul vectorial al lui Dirac, se poate demonstra că operatorul

$$(3.93) \quad W_{ij} = K_{ij} + 2J_{ij} \left[\frac{1}{4} + (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \right],$$

în care \vec{s}_i și \vec{s}_j sînt vectorii spinilor electronilor, (în unități cuantice, \hbar), are numai valori nule, indiferent dacă se referă la starea de singlet sau de triplet. Această demonstrație este efectiv simplă deoarece este suficient să se verifice că operatorul corespunzător energiei de schimb din (3.93)

$$(3.94) \quad V_{ij} = -2J_{ij} \left[\frac{1}{4} + (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \right],$$

are ca valori proprii numerele ± 1 , respectiv că,

$$(3.95) \quad -2 \left[\frac{1}{4} + (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \right] = \pm 1.$$

Intr-adevăr, în modelul vectorial, se poate scrie relația:

$$(3.96) \quad \begin{aligned} -2(\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) &= -(\vec{s}_i + \vec{s}_j)^2 + (\vec{s}_i)^2 + (\vec{s}_j)^2 = \\ &= -(\vec{S})^2 + (\vec{s}_i)^2 + (\vec{s}_j)^2 \end{aligned}$$

în care valorile proprii ale pătratelor vectorilor \vec{s}_i , \vec{s}_j și ale spinului total $\vec{S} = \vec{s}_i + \vec{s}_j$, sînt:

$$s_i(s_i + 1) = s_j(s_j + 1) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2} + 1) = \frac{3}{4}, \text{ și}$$

$$S(S + 1) = \begin{cases} 0 & \text{pentru singlet} \\ 2 & \text{pentru triplet} \end{cases}$$

Astfel, produsului $+(s_i s_j)$ îi corespund valorile proprii

$$\begin{cases} 0 & -\frac{3}{8} - \frac{3}{8} \\ 1 & -\frac{3}{8} - \frac{3}{8} \end{cases} = \begin{cases} -\frac{3}{4} & \text{(pentru singlet)} \\ \frac{1}{4} & \text{(pentru triplet)} \end{cases}$$

și, pentru operatorul (3.95) se obțin valorile ± 1 , de unde rezultă că acest operator, introdus în (3.93), dă în mod corect semnele \pm corespunzătoare integralei de schimb J_{ij} din ecuațiile (3.92) sau din (3.82).

Astfel, în modelul vectorial considerat, problema definirii forțelor de schimb este echivalentă cu introducerea potențialului V_{ij} a cărui expresie este dată de (3.93). Deoarece primul termen din (3.93) este independent de orientarea spinilor, acesta poate fi lăsat la o parte și, în această aproximație, se obține pentru energia de schimb următoarea expresie:

$$(3.97) \quad W_S = -2J_{ij} (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j)$$

Această interpretare a fenomenului de schimb ca un efect de cuplaj de spin, a fost dată de W. Heisenberg (1926) și de P.A.M. Dirac (1926) și de fapt acest rezultat (3.97) este hamiltonianul de schimb Heisenberg-Dirac ($\mathcal{H}_S = -2J_{ij}(\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) + \text{constanță}$).

Este evident că această simplificare este pur formală deoarece toată dificultatea teoriei se reduce la calculul integralei de schimb J_{ij} . Efectiv, această integrală de schimb trebuie să fie considerată ca o mărime care nu poate fi determinată decât numai experimental. Calculele care au fost efectuate pînă acum dau numai ordinul de mărime al acestei integrale.

Expresia energiei de schimb (3.97) poate fi scrisă pentru cazul atomilor polielectronici înlocuind pe \vec{s}_i și \vec{s}_j cu spinul total \vec{S}_i respectiv \vec{S}_j .

$$(3.98) \quad W_S = -2J_{ij}(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)$$

Generalizarea acestei expresii a energiei de schimb la un cristal pare să fie simplă și este natural să fie scrisă sub forma,

$$(3.99) \quad W_S = -2 \sum_{ij} J_{ij}(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)$$

în care integrala de schimb J_{ij} depinde de poziția relativă a ionilor i și j .

c) Corelația între integrala de schimb J_{ij} și câmpul molecular al lui Weiss

S-a văzut (fig. III.6) că integrala de schimb J_{ij} este o funcție rapid descrescătoare de distanța R dintre nucleele atomilor i și j . În cazul unui cristal feromagnetic vom simplifica această situație admitînd că, pentru distanțe mai mari

decît distanța dintre ionii imediat vecini, integrala de schimb este neglijabilă. În consecință expresia energiei de schimb (3.99) se scrie sub forma

$$(3.100) \quad W_S = -2 \sum_{ij} J_{ij}(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)$$

în care suma, se referă la ionii i și la toți vecinii j apropiați care înconjoară fiecare atom i , (aceștia fiind situați în cristal în același mod în raport cu fiecare ion i). Presupunem că pentru fiecare ion i există Z ioni vecini și că numai spinul electronic contribuie la momentul magnetic al substanței, momentele orbitale fiind complet blocate. În aceste condiții, momentul magnetic al ionului i fiind

$$\vec{M}_i = 2\beta \vec{S}_i,$$

iar al ionului j

$$\vec{M}_j = 2\beta \vec{S}_j,$$

formula (3.100) se scrie

$$(3.101) \quad W_S = - \sum_i \vec{S}_i \sum_j J_{ij} \vec{S}_j = - \sum_i \vec{M}_i \sum_j \frac{J_{ij}}{4\beta^2} \vec{M}_j$$

În această formulă semnul \sum^* precizează că suma trebuie să fie efectuată asupra tuturor ionilor exceptînd ionul i considerat. Factorul 2 din (3.100) lipsește aici deoarece sumarea este efectuată nu pentru toate cuplurile (ij) ca în (3.100); în formula (3.101) fiecare cuplu este socotit de două ori deoarece prima sumă este efectuată asupra tuturor ionilor i iar a doua asupra tuturor vecinilor unui ion dat.

Introducînd notația

$$(3.102) \quad \vec{B}_i = \mu_0 \vec{H}_i = \sum_j \frac{J_{ij}}{4\beta^2} \vec{M}_j$$

formula (3.101) capătă forma

$$(3.103) \quad W_S = -\sum \vec{M}_1 \cdot \vec{B}_1 = -\mu_0 \sum \vec{M}_1 \cdot \vec{H}_1$$

în care \vec{H}_1 reprezintă cîmpul magnetic pe care îl exercită ionul vecini asupra ionului 1 considerat. Efectiv acest cîmp \vec{H}_1 poate fi considerat ca un cîmp molecular local; el este fluctuant în timp și depinde de valoarea instantanee a momentului magnetic \vec{M}_1 considerat. Ipoteza - de altfel incorectă din punct de vedere statistic - care stă la baza teoriei cîmpului molecular, constă în a neglija caracterul fluctuant al acestui cîmp și a considera energia medie în timp. Astfel în loc să se scrie (cum de altfel este corect) că energia medie este suma valorilor medii ale produselor $\vec{M}_1 \vec{H}_1$,

$$W_S = -\sum_1 \langle \vec{M}_1 \cdot \vec{H}_1 \rangle$$

în teoria cîmpului molecular se consideră suma produselor valorilor medii

$$(3.104) \quad W_S = -\sum \langle \vec{M}_1 \rangle \cdot \langle \vec{H}_1 \rangle$$

în care $\langle \vec{H}_1 \rangle$ este cîmpul molecular.

În prezența unui cîmp magnetic exterior \vec{H} , energia potențială medie a momentelor \vec{M}_1 este

$$(3.105) \quad W_P = -\sum_1 \langle \vec{M}_1 \rangle \cdot \vec{B} = -\mu_0 \sum_1 \langle \vec{M}_1 \rangle \cdot \vec{H}$$

iar energia medie totală se scrie sub forma

$$(3.106) \quad W_T = W_S + W_P = -\mu_0 \sum_1 \langle \vec{M}_1 \rangle \cdot (\vec{H} + \langle \vec{H}_1 \rangle)$$

în care cîmpul magnetic efectiv apare, ca în teoria lui Weiss, constituit din cîmpul exterior \vec{H} și cîmpul \vec{H}_1 respectiv cîmpul molecular $\vec{H}_w = W\vec{M}$ (formula (3.5)), aici W fiind coeficientul cîmpului molecular al lui Weiss. Se poate formula astfel

identitatea următoare,

$$(3.107) \quad \vec{H}_{ef} = \vec{H} + \vec{H}_w = \vec{H} + \langle \vec{H}_1 \rangle,$$

sau ținînd seama de (3.102):

$$(3.108) \quad \vec{H}_w = \langle \vec{H}_1 \rangle = \sum_j^* \frac{J_{1j}}{4\beta^2\mu_0} \langle \vec{M}_j \rangle$$

Avînd în vedere descreșterea rapidă a integralei de schimb J_{1j} cu distanța dintre ioni, se poate admite, că toți cei Z ioni vecini ionului 1 au aceeași integrală de schimb $J = J_{1j}$ și astfel, (3.108) se scrie, în primă aproximație sub forma:

$$(3.109) \quad \vec{H}_w = W\vec{M} = \frac{zJ}{4\beta^2\mu_0} \langle \vec{M} \rangle = \frac{zJ}{4\beta^2\mu_0} \frac{M}{N}$$

în care N este numărul de ioni în unitatea de volum iar M intensitatea de magnetizare. Această aproximație estompează complet caracterul cîmpului molecular care este astfel debarasat de forma sa locală. Din (3.109) rezultă imediat relația dintre coeficientul cîmpului molecular W și integrala de schimb J ,

$$(3.110) \quad W = \frac{zJ}{4\beta^2 N \mu_0}$$

În cazul unei rețele cristaline cubice, numărul z de ioni vecini este egal cu 6; în cazul rețelelor cubice cu volum centrat (c.v.c), $z = 8$, iar în cazul rețelelor cubice cu fețe centrate (c.f.c) $z = 12$.

Expresia (3.110) oferă posibilitatea de evaluare experimentală a integralei de schimb, dacă se ia în considerație formula (3.27) care dă valoarea coeficientului W în funcție de temperatura Curie T_C și de constanta lui Curie, C ; astfel, cu $W = T_C/C$ se obține

$$(3.111) \quad J = \frac{4\beta\mu_0 N}{zC} T_C$$

Dacă se reprezintă valorile integralei de schimb pentru diferite elemente în funcție de distanța a dintre doi atomi vecini

(redușă la raza medie a densității electronice, a/r_m) se obține curba din figura III.9. Se observă că, substanțelor feromagnetice, Fe, Co, Ni, le corespund punctele de pe curbă pentru care integrala de schimb este pozitivă ($J > 0$) și pentru care raportul a/r_m este relativ mare. Pe de altă parte există substanțe ca Mn și Cr pentru care integrala de schimb este negativă ($J < 0$) (fapt care corespunde unui anti-

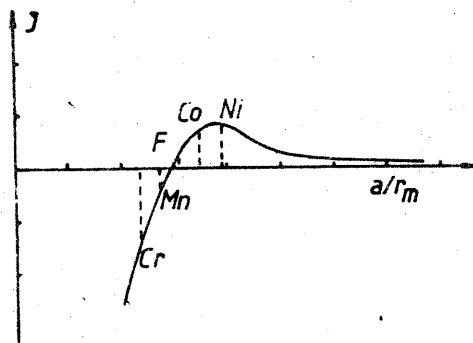


Fig. III.9

paralelism al spinilor în rețeaua cristalină) și totodată pentru care valorile raportului a/r_m sînt relativ mici. Acestea sînt substanțele antiferomagnetice cărora le vom acorda un capitol aparte.

În acord cu formula (3.110) rezultă imediat că factorul W (coeficientul cîmpului molecular) ia valori pozitive sau negative după cum integrala de schimb este pozitivă sau negativă, și implicit, după cum ordonarea spinilor este feromagnetică sau antiferomagnetică.

Alura curbei din figura III.9 sugerează o interpretare relativ simplă a unor fapte experimentale aparent curioase, potrivit cărora unele aliaje constituite din elemente neferomagnetice capătă proprietăți feromagnetice sau unele metale antiferomagnetice ca fierul devin feromagnetice prin introducerea unui element neferomagnetic în rețeaua cristalină. Efectiv în aceste

operații, distanța dintre atomi este modificată și adusă la valori cărora le corespund, pe curba din figura III.9, valori pozitive ale integralei de schimb. De exemplu, prin introducerea azotului în rețeaua fierului (la care distanța dintre doi atomi vecini este $a = 2,57 \cdot 10^{-10}$ m și integrala de schimb este negativă) se obține Fe_4N , cu $a = 2,69 \cdot 10^{-10}$ m, pentru care integrala de schimb este pozitivă.

În pofida numeroaselor evidențe experimentale curba de variație a integralei de schimb în funcție de distanța dintre atomi nu are un fundament teoretic riguros deoarece interacțiunile dintr-un metal feromagnetic sînt mult mai complicate decît cele pe care ni le sugerează alura acestei curbe.

d. Modele care folosesc conceptul de cîmp magnetic efectiv

Strict vorbind, este practic imposibil să se evalueze proprietățile magnetice ale unui cristal feromagnetic, luînd în considerație interacțiunile de schimb între toate momentele magnetice elementare din cristal care participă la comportarea feromagnetică a acestuia. Corelația dintre integrala de schimb și coeficientul cîmpului molecular al lui Weiss, stabilită în paragraful precedent (3.3.1.c) se bazează pe identificarea cîmpului molecular Weiss cu un cîmp H_1 definit pe baza interacțiunilor de schimb dintre un ion i și toți vecinii săi apropiați, considerați identici, neglijînd caracterul fluctuant al acestui cîmp și debarasîndu-l de forma sa locală. Ca urmare, analiza proprietăților magnetice ale unui sistem feromagnetic, în această aproximație a cîmpului molecular, nu conduce la rezultate comparabile în toate detaliile cu datele experimentale. Au fost propuse modele mai complicate care duc la rezultate mai apropiate de experiment, dar totodată se obțin și formule mai

complicate. Astfel, în loc să se considere un singur moment magnetic elementar în câmpul molecular datorat momentelor dipolare vecine pot fi considerate două sau mai multe momente elementare în aceleași condiții. Se obțin astfel teorii ale câmpului molecular ca teoria lui Oguchi (1955), teoria lui Bethe-Peierls-Weiss (1936), teoria cuplajului constant elaborată de Kasteleijn și Kranendonk (1956). De exemplu, în teoria lui Oguchi, feromagnetismul este interpretat, considerându-se interacțiunile dintre doi spini vecini în prezența unui câmp efectiv H_{ef} . Acest câmp H_{ef} , fiind datorat momentelor magnetice vecine perechii considerate, este presupus ca o mărime proporțională cu magnetizarea sistemului; definiția lui este astfel similară cu cea adoptată în aproximația câmpului molecular.

Interacțiunile perechii de spini, în prezența câmpului magnetic total H_T constituit din câmpul efectiv H_{ef} și câmpul exterior H , sînt descrise de hamiltonianul

$$(3.112) \quad \mathcal{H}_D = -2J_{ij}(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - \mu_0 g \beta (S_{iz} + S_{jz}) H_T$$

a cărui rezolvare numerică, în cazul rețelelor cristaline cubice ($z = 6$) și al rețelelor cubice cu volum centrat ($z = 8$), conduce, pentru valori mici ale magnetizației, și pentru $S = 1/2$, la valori ale raportului $k_B T_C / J$, egale cu 2,86 respectiv cu 3,89; aceste valori sînt cu puțin mai mici decît cele obținute în aproximația câmpului molecular ($k_B T_C / J = 3,00$, respectiv 4,00). Astfel modelul lui Oguchi conduce la valori ale temperaturii Curie, T_C , mai mari decît cele ce se obțin în aproximația câmpului molecular. Pe de altă parte, variația termică a magnetizării spontane la temperaturi apropiate de T_C ($T < T_C$) este asemănătoare cu cea obținută în aproximația câmpului molecular. Alura variației termice a inversului susceptibilității, $1/\chi$, în

apropiere de T_C , nu mai corespunde unei proporționalități cu $(T - T_C)$ ci este ușor neliniară. Raportul dintre temperaturile Curie paramagnetică și feromagnetică, T_{Cp}/T_{Cf} , este 1,05 pentru rețeaua cubică simplă și 1,03 pentru rețeaua c.v.c. Alura variației termice a căldurii specifice prezintă o creștere rapidă către $T = T_C$, urmată de o scădere bruscă, dar nu la zero.

În linii mari se poate spune că luarea în considerație a interacțiunilor de rază mică, în modelul lui Oguchi, conduce la o ameliorare a aproximației câmpului molecular.

Nu vom intra în detaliile teoriei lui Kasteleijn și Kranendonk. Spunem numai că această teorie a "cuplajului constant" prezice o variație a magnetizării spontane, în apropiere de T_C , proporțională cu $(T_C - T)^{1/2}$, iar în imediata apropiere de temperatura Curie, de exemplu pentru $0,9 \leq T/T_C \leq 0,99$, magnetizarea spontană variază proporțional cu $(T_C - T)^{1/3}$ fapt care concordă bine cu datele experimentale. Dar, la temperaturi joase, teoria cuplajului constant nu mai este satisfăcătoare, deoarece ea nu poate să interpreteze corect saturația magnetică. De exemplu, pentru $z = 6$ se obține $M(T)/M(0) = 0,955$.

Există o teorie care, pornind de la un punct de vedere diferit, reușește să interpreteze mai bine legea experimentală de variație a magnetizării spontane la temperaturi coborîte, care este de forma $M_S(T)/M_S(0) = 1 - AT^{1/2} + \dots$. Această teorie este cunoscută sub numele de teoria undelor de spin.

3.3.2. Feromagnetismul în modelul undelor de spin

a. Generalități

Noțiunea de undă de spin este relativ veche, ea a fost introdusă prima dată de P. Bloch (1930) în teoria modernă

a magnetizării spontane, al puțin timp după ce punctul său de plecare fusese amorsat de Heisenberg (1928).

Utilizată de Bloch pentru a interpreta variația termică a magnetizării spontane a corpurilor feromagnetice, această teorie a undelor de spin a rămas timp de 20 de ani legată de această unică problemă a undelor de spin termice. În această perioadă tentativele de verificare experimentală a teoriei, au fost relativ limitate, mai întâi datorită lipsei unor materiale adecvate care să prezinte un magnetism suficient de localizat, apoi datorită insuficienței preciziei măsurătorilor de magnetizare la temperaturi joase. Studiul experimental al undelor de spin a progresat în mod spectaculos în cursul ultimilor 30 de ani, pe de o parte, datorită apariției unor noi materiale magnetice cum ar fi granații feromagnetici descoperiți de Bertaut și Forrat (1956) și pe de altă parte datorită utilizării unor noi tehnici experimentale care oferă posibilități de acces mai directe la caracteristicile undelor de spin, ca de exemplu, spectroscopia de microunde și difuzia de neutroni.

Câmpul de aplicație al teoriei undelor de spin s-a lărgit considerabil în această perioadă, oferind posibilitatea interpretării altor fenomene decât cel al variației termice a magnetizării. Spunem numai că această teorie joacă un rol esențial în înțelegerea fenomenelor de relaxare a rezonanței feromagnetice și într-un mod mai general, în înțelegerea interacțiunilor liniare și neliniare dintre un sistem feromagnetic și câmpul electromagnetic. Teoria undelor de spin, ea însăși a fost generalizată progresiv pentru a ține seama de structuri magnetice noi, ca structurile antiferomagnetice și ferimagnetice. Ea a fost aplicată și în cazul metalelor în care electro-nii responsabili de magnetism sînt itineranți. În acest fel

noțiunea de undă de spin a apărut din ce în ce mai insistent ca o realitate fizică ce explică comportarea dinamică a rețelelor magnetice. Au fost amorsate metode de excitație mai selective decât excitația termică, metode ce permit observarea undelor de spin în condiții mai bine definite. Dintre acestea menționăm două care par să fie utilizate mai mult: 1) excitația de rezonanță a undelor de spin în straturile subțiri, metodă introdusă de M.H. Seavey și P.E. Tannenwald (1968) și 2) metoda "pom-pajului paralel" introdusă de F.R. Morgenthaler (1960). Prima metodă a permis punerea în evidență a existenței undelor de spin, dar ea întâmpină dificultăți de interpretare legate de influența rău definită a interfețelor asupra stării magnetice a stratului feromagnetic. A doua metodă dă rezultatele cele mai precise asupra caracteristicilor undelor de spin, în particular a timpului de relaxare, dar ea nu este generală deoarece nu poate fi aplicată decât numai la materiale care prezintă timp de relaxare relativ mare și, în plus, nu permite să se observe toate undele spectrului.

În paralel cu progresul cercetărilor fundamentale au apărut noi posibilități de aplicare. Prin 1960 se naște ideea de a utiliza undele de spin ca unde purtătoare de informație. O astfel de aplicație devine posibilă din moment ce există o metodă de excitație liniară și nu parametrică (E. Schlömann 1960) și totodată o metodă de realizare a unor monocristale magnetice adecvate și de dimensiuni relativ mari cum sînt monocristalele de granați de Yttrium-Fier.

Interacțiunea acestor unde cu radiația laser pare să fie astăzi modul cel mai direct de vizualizare a undelor de spin (B. Deserrière 1973).

b). Fundamentele teoriei undelor de spin

(modelul vectorial)

La originea teoriei undelor de spin se află fenomenul pur cuantic de schimb între ionii purtători de momente magnetice asociate spinilor electronilor neîmperechiiați. Starea fundamentală corespunde magnetizării de saturație a solidului, iar stările excitate sînt la originea undelor de spin. Se înțelege că, datorită acestei origini cuantice, teoria undelor de spin trebuie să fie structurată utilizînd formalismul mecanicii cuantice. Totuși rezultatele esențiale pot fi prezentate într-o formă semiclassicală utilizînd un model vectorial în maniera sugerată de Keffer și colab. (1953).

Într-o primă aproximație, se consideră un șir unidimensional de N spini electronici, situați la distanțe egale cu a , care, la temperatura de 0 K sînt aliniați paralel cu axa Oz (Fig. III.10 a).

Presupunem că există un cîmp magnetic exterior \vec{H} aplicat paralel cu axa Oz . În aceste condiții hamiltonianul sistemului de spini se reprezintă prin suma contribuțiilor Zeeman și de schimb, anume,

$$(3.113) \quad \hat{H} = -\mu_B g \beta \vec{H} \sum_i \vec{S}_i - J \sum_{i,j} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)$$

această sumă se extinde numai la cuplurile "i,j" ale primilor vecini. J reprezintă integrala de schimb care este pozitivă în cazul considerat, g este factorul lui Landé, și β este magnetonul lui Bohr-Freeman. Asupra fiecărui spin \vec{S}_i acționează un cîmp efectiv \vec{H}_{i0} care poate fi definit prin expresia

$$(3.114) \quad \vec{H}_{i0} = -\mu_B g \beta (\vec{S}_i \cdot \vec{H}_{i0})$$

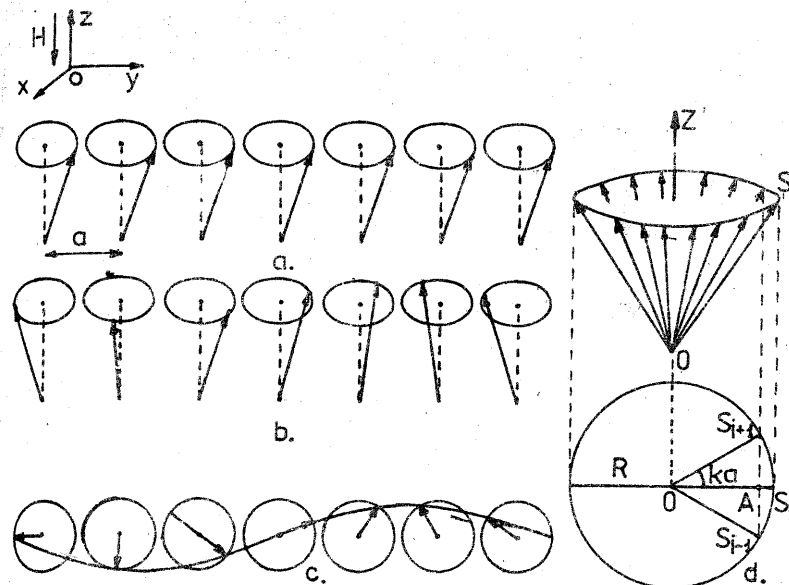


Fig. III.10

sau, ținînd seama de (3.113) în care spinii imediat vecini spinului \vec{S}_i sînt \vec{S}_{i+1} și \vec{S}_{i-1} , rezultă că expresia acestui cîmp efectiv poate fi scrisă sub forma următoare:

$$(3.115) \quad \vec{H}_{i0} = \vec{H} + \frac{2J}{\mu_B g \beta} (\vec{S}_{i+1} + \vec{S}_{i-1})$$

Mișcarea sistemului de spini în cîmpul \vec{H}_{i0} va evolua în acord cu teorema momentului cinetic:

$$(3.116) \quad \frac{d\vec{S}_i}{dt} = \gamma [\vec{S}_i \times \vec{H}_{i0}]$$

în care $\gamma = g \beta / \hbar$ este raportul giromagnetic și $\hbar = h/2\pi$. Rezolvarea acestui sistem în maniera în care a fost făcută în Cap. II (§ 2.3.1) conduce la concluzia că, la temperatura 0°K, toți spinii au drept componentă după axa Oz valoarea maximă S și efectuează o mișcare de precesie în jurul cîmpului, cu

b). Fundamentele teoriei undelor de spin

(Modelul vectorial)

La originea teoriei undelor de spin se află fenomenul pur cuantic de schimb între ioni purtători de momente magnetice asociate spinilor electronilor neîmperechiiați. Starea fundamentală corespunde magnetizării de natură a solidului, iar stările excitate sînt la originea undelor de spin. Se înțelege că, datorită acestei origini cuantice, teoria undelor de spin trebuie să fie structurată utilizînd formalismul mecanicii cuantice. Totuși rezultatele esențiale pot fi prezentate într-o formă semiclassicală utilizînd un model vectorial în maniera sugerată de Keffler și colab. (1959).

Într-o primă aproximație, se consideră un gir unidimensional de N spini electronici, situați la distanțe egale cu a , care, la temperatura de 0 K sînt aliniați paralel cu axa Ox (fig. III.10 a).

Presupunem că există un cîmp magnetic exterior H aplicat paralel cu axa Oz . În aceste condiții hamiltonianul sistemului de spini se reprezintă prin suma contribuțiilor Zeeman și de schimb, anume,

$$(3.113) \quad \mathcal{H} = -\mu_B g \beta \sum_i S_i^z - J \sum_{i,j} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)$$

această sumă se extinde numai la cuplurile "i,j" ale primilor vecini. J reprezintă integrala de schimb care este pozitivă în cazul considerat, g este factorul lui Landé, și β este magnetonul lui Bohr-Froscopiu. Asupra fiecărui spin \vec{S}_i acționează un cîmp efectiv \vec{H}_{ie} , care poate fi definit prin expresia

$$(3.114) \quad \vec{H}_{ie} = -\mu_B g \beta (\vec{S}_i \cdot \vec{H}_{ie})$$

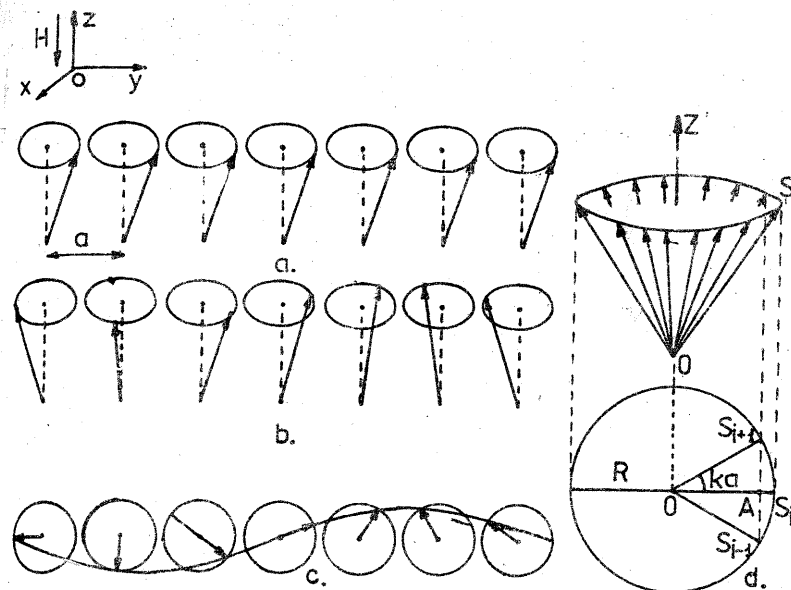


Fig. III.10

sau, ținînd seama de (3.113) în care spinii imediat vecini spinului \vec{S}_i sînt \vec{S}_{i+1} și \vec{S}_{i-1} , rezultă că expresia acestui cîmp efectiv poate fi scrisă sub forma următoare:

$$(3.115) \quad \vec{H}_{ie} = \vec{H} + \frac{2J}{\mu_B g \beta} (\vec{S}_{i+1} + \vec{S}_{i-1})$$

Mișcarea sistemului de spini în cîmpul \vec{H}_{ie} va evolua în acord cu teorema momentului cinetic:

$$(3.116) \quad \frac{d\vec{S}_i}{dt} = \mu_B g \beta [\vec{S}_i \times \vec{H}_{ie}]$$

în care $\gamma = g \beta / \hbar$ este raportul giromagnetic și $\hbar = h/2\pi$. Rezolvarea acestui sistem în maniera în care a fost făcută în Cap.II (§ 2.3.1) conduce la concluzia că, la temperatura 0°K, toți spinii au drept componentă după axa Oz valoarea maximă S și efectuează o mișcare de precesie în jurul cîmpului, cu

pulsația

$$(3.117) \quad \omega = \mu_0 \gamma M$$

care este pulsația precesiei Larmor. Se consideră aici, în conformitate cu modelul vectorial, că lungimea vectorilor din fig. III.10.a, în unități de \hbar este $\sqrt{S(S+1)}$, iar proiecția acestor vectori pe axa Oz, respectiv mărimea S_z , care poate să ia valorile $-S, -S+1, \dots, S-1, S$, are, în cazul considerat ($T = 0 \text{ K}$), valoarea maximă $S_z = S$. În acest caz toți spinii se află în starea fundamentală și efectuează la unison mișcarea de precesie cu pulsația Larmor, fără ca această mișcare să fie defazată perceptibil de la un atom la altul din lanțul considerat, ca în fig. III.10a. În acest caz nu se pune problema existenței undelor de spin.

Să considerăm acum că, menținând câmpul H după direcția Oz, facem să crească temperatura sistemului. Se știe că efectul creșterii temperaturii se traduce printr-o micșorare a magnetizării spontane.

În stadiul inițial, micșorarea magnetizării lanțului de spini ca efect al creșterii temperaturii poate fi considerată ca fiind rezultatul inversării unui singur spin. În această stare excitată spinul inversat este mediat după toți cei N spini astfel încât componenta S_z a fiecărui spin va fi mai mică, respectiv $S_z = S - 1/N$. Pe de altă parte, datorită cuplajului dintre spini, inversarea unui spin conduce la o mișcare de deviație a spinilor vecini, mișcare ce se transmite în lungul întregului lanț la fel cum se propagă o undă. În acest fel unda de spin apare ca efectul defazării progresive a mișcării de precesie a spinilor în lungul lanțului de atomi (fig. III.10 b, mișcarea observată perpendicular pe \vec{H} și fig. III.10 c, mișcarea observată paralel cu \vec{H}).

Poziția relativă instantanee a spinilor poate fi reprezentată ca în fig. III.10 d în care toți atomii au fost aduși în același punct, iar vîrfurile vectorilor de spin se află pe cercul de precesie de rază R . Această reprezentare ne permite să evaluăm relativ simplu frecvența precesiei în relație cu mărimea vectorului de undă \vec{k} al undei de spin. Evaluarea este comodă dacă presupunem că unghiul de precesie este mic.

În acest caz, formula (3.116) se scrie sub forma următoare, ținînd seama de (3.115)

$$(3.118) \quad \frac{d\vec{S}_i}{dt} = \mu_0 \gamma \vec{S}_i \times \vec{H} + \frac{2J}{\hbar} \vec{S}_i \times (\vec{S}_{i+1} + \vec{S}_{i-1})$$

Introducînd valoarea efectivă a spinului S_0 ($= \sqrt{S(S+1)}$) expresia precedentă capătă forma următoare,

$$(3.119) \quad \frac{dS_i}{dt} = \mu_0 \gamma S_0 H \sin(\vec{S}_0 \cdot \vec{H}) + \frac{2J}{\hbar} 2S_0 R(1 - \cos ka)$$

în care, în aproximația unghiurilor de precesie mici, cînd raza cercului de precesie R este mult mai mică decît lungimea spinului S_0 fig. (III.10 d), ($R \ll S_0$), sînt valabile relațiile:

$$\sin(\vec{S}_0 \cdot \vec{H}) = \frac{R}{S_0}$$

și, în conformitate cu fig. III.10 d,

$$\begin{aligned} \vec{S}_i \times [\vec{S}_{i+1} + \vec{S}_{i-1}] &= 2\vec{S}_0 \times \vec{OA} = 2S_0 \overline{OA} \sin(\vec{S}_0 \cdot \vec{OA}) = \\ &= \frac{R}{S_0} (1 - \cos ka) \end{aligned}$$

aici ka reprezintă unghiul dintre proiecțiile a doi spini vecini pe cercul de precesie.

În această aproximație formula (3.119) capătă forma următoare

$$(3.120) \quad \frac{dS_i}{dt} = \left[\mu_0 \gamma H + \frac{4J}{\hbar} S_0 (1 - \cos ka) \right] R = \omega_k R$$

în care

$$(3.121) \quad \omega_k = \mu_0 \gamma H + \frac{4J}{\hbar} S_0 (1 - \cos ka),$$

reprezintă relația de dispersie a undelor de spin. Energia undelor de spin este dată de relația,

$$(3.122) \quad E_k = \hbar \omega_k = g \beta \mu_0 H + 4JS_0 (1 - \cos ka),$$

Pentru prima zonă Brillouin, k variază între zero și $\frac{\pi}{a}$ prin intervale $\frac{\pi}{Na}$ și, potrivit relației (3.122), energia undelor de spin se întinde pe o bandă egală cu $8JS_0$, care, în acord cu estimările anterioare ale integralei de schimb J , (§ 3.3.1.c) este de ordinul 10^{-20} Joule. Figura III.11 indică alura curbei de dispersie a undelor de spin, pentru lanțul liniar feromagnetic considerat.

În cele ce urmează, vom reține numai undele de spin cu lungimi de undă $\lambda (= \frac{2\pi}{k})$ mari față de distanța a , fapt valabil la temperaturi coborâte. În aceste condiții ($ka \ll 1$), putem dezvolta $\cos ka$ din (3.122) în serie

de ka și neglija toți termenii în afară de primii doi. Pe de altă parte, în conformitate cu cele spuse mai înainte (§ 3.2.4.), într-un material feromagnetic, efectul unui câmp magnetic exterior \vec{H} , este slab în comparație cu câmpul magnetic intern (câmpul molecular) astfel că, în relația (3.122) putem să neglijam termenul care conține pe \vec{H} , fără a antrena erori sensibile. Ca urmare, diferența dintre energia stării în care toți cei N spini sînt aliniați și a stării în care unul dintre spini este inversat este dată de formula

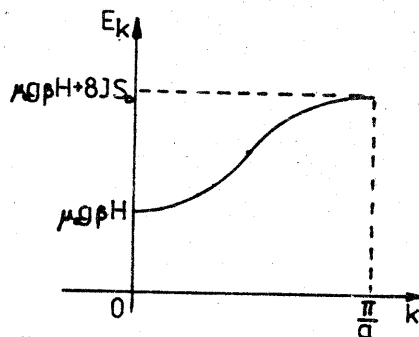


Fig. III.11

$$(3.123) \quad E_k = \hbar \omega_k \approx 2JS_0 a^2 k^2 = D k^2$$

în care $D = 2JS_0 a^2$, este de ordinul 10^{-40} J.m².

În această descriere, excitația unei unde de spin are ca efect diminuarea cu o unitate a componentei $S_z = \sum_i S_{iz}$ a spinului total. Această micșorare se repartizează uniform pe toți spinii, traducându-se printr-o micșorare locală medie de $\frac{1}{N}$ pentru toți cei S_{iz} spini, foarte mică deoarece N este în general foarte mare. Se înțelege că acestei micșorări nu-i corespunde o singură stare proprie ci cele N stări ale spectrului undelor de spin. O nouă deviație a spinului total, adică aceea pentru care S_z are ca valoare $NS-2$ (în cazul unei creșteri a temperaturii de exemplu) se va repartiza în aceeași manieră pe sistemul de spin care precesionează, traducându-se printr-o deschidere suplimentară a conului de precesie. Sîntem astfel aduși la definiția procentajului de ocupație n_k al undelor de spin, egal cu numărul de deviații corespunzătoare ale spinului total. Acest raționament se bazează pe ipoteza că undele de spin sînt independente unele de altele, fapt care nu este adevărat în toată rigoarea, deoarece este normal să se prevadă că prezența unei unde de spin perturbă alinierea spinilor și că această perturbare va fi în mod necesar resimțită de o altă undă de spin. Totuși această teorie a undelor de spin independente, numită teorie liniară este valabilă pentru o gamă largă de valori ale amplitudinii undelor de spin, fapt demonstrat de Dyson (1956).

c. Variația termică a magnetizării spontane în domeniul temperaturilor joase

Comportarea unei unde de spin este guvernată de statistica lui Bose-Einstein, deoarece spinul total NS este micșorat cu 1 cînd un spin este inversat. Astfel, numărul mediu

de deviații de spin corespunzător unei de spin cu vectorul de undă \vec{k} la temperatura T , este,

$$(3.124) \quad \langle NS - S' \rangle_{\text{mediu}} = \sum_{\vec{k}} \left[\exp \left\{ \frac{Dk^2}{k_B T} \right\} - 1 \right]^{-1}$$

iar variația medie a momentului magnetic se obține prin multiplicarea acestei cantități cu $g\beta$. Descrierea precedentă, făcută pentru un lanț feromagnetic liniar de spini poate fi extinsă la cazul real al unei rețele tridimensionale. În cazul cristalelor cubice alura curbelor de dispersie nu este modificată. Notînd cu z numărul de vecini cei mai apropiați, în cazul celulei cubice elementare, și punînd $za^2 = 6l^2$, formula (3.123) se scrie

$$(3.125) \quad \Delta E = 2JS_0 l^2 k^2.$$

Înlocuind suma (3.124) cu o integrală asupra primei zone Brillouin în spațiul \vec{k} , obținem următoarea expresie pentru variația momentului magnetic:

$$(3.126) \quad \Delta M = g\beta \left(\frac{L}{2\pi} \right)^3 \int \frac{dk_x dk_y dk_z}{\exp \left\{ 2JS_0 l^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) / k_B T \right\} - 1}$$

Modelul considerat este deja limitat de domeniul temperaturilor joase și, pentru aceste temperaturi, se poate admite că numai prima zonă Brillouin este ocupată în spațiul \vec{k} . Extinzînd integrala din (3.126) la întregul spațiu \vec{k} obținem:

$$(3.126') \quad \Delta M = g\beta \left(\frac{L}{2\pi} \right)^3 \int \frac{4\pi k^2 dk}{\exp \left\{ 2JS_0 l^2 k^2 / k_B T \right\} - 1} =$$

$$= \left(\frac{L}{l} \right)^3 \cdot \frac{g\beta}{2\pi^2} \cdot \left(\frac{k_B T}{2JS_0} \right)^{3/2} \cdot \frac{\pi}{4} \left(1 + \frac{1}{2^{3/2}} + \frac{1}{3^{3/2}} + \dots \right)$$

Această relație sugerează concluzia că magnetizarea spontană, la temperaturi joase, este guvernată de o lege de forma

$$(3.127) \quad M_S(T) = M_S(0) (1 - AT^{3/2})$$

care este cunoscută sub numele de legea lui Bloch.

Această lege descrie bine variația termică a magnetizării pînă la temperaturi $T/T_C = 0,3$.

Factorul A din formula (3.127), pentru cele trei cazuri de rețele cristaline cubice, respectiv (c.s) cubică simplă, (c.f.) cu fețe centrate, (c.v.c) cu volum centrat, diferă de la o structură la alta în raportul $1 = 1/2 = 1/4$ respectiv, deoarece pentru aceste rețele $N = (L/l)^3$, $2(L/l)^3$ și respectiv $4(L/l)^3$.

O tratare mai completă a modelului cuantic al undelor de spin poate fi urmărită în lucrarea lui E. Burzo (1981).

3.3.3. Alte modele ale feromagnetismului

Introducerea altor modele care să simuleze comportarea sistemelor feromagnetice, derivă din necesitatea de a obține o descriere a interacțiunilor care stau la originea ordonării feromagnetice, mai exactă și mai cuprinzătoare decît cea oferită de modelele descrise pînă aici.

De exemplu, în modelele prezentate, plecîndu-se de la hamiltonianul de schimb de tip Heisenberg, se consideră că, în esență, electronii responsabili de feromagnetism sînt localizați. Dar există metale și aliaje feromagnetice cum sînt aliajele elementelor de tranziție 3d, în cazul cărora presupunerea că electronii sînt localizați apare ca o situație ideală, care, efectiv, nu poate să fie valabilă în mod absolut. Mai mult, în modelele precedente, valoarea momentului magnetic la saturație este un număr întreg de magnetoni Bohr, β , în timp ce datele experimentale conduc la valori

fracționare. Pe de altă parte, modelul Heisenberg nu poate să explice diferența dintre valorile momentelor magnetice per-atom, determinate din constanta Curie și respectiv din măsurătorile la saturație. În plus, evaluările experimentale și teoretice ale energiei electronilor din învelișul 3d conduc la concluzia că lărgimea benzilor de energie corespunzătoare este de ordinul 10^{-19} Jouli, fapt care sugerează existența unei energii suficiente pentru a asigura o ordonare feromagnetică în aceste aliaje ale elementelor de tranziție.

Aceste fapte sînt la originea apariției modelului de bandă al feromagnetismului, elaborat de Stoner (1938-1939). În acest model, electronii d sînt considerați colectivizați iar condiția de apariție a feromagnetismului este stabilită într-un mod asemănător cu acela în care a fost interpretat paramagnetismul electronilor de conducție (vezi Partea I, C. Păpușoi, 1980, § 3.5.2). Particularitatea abordării problemei constă în faptul că electronii colectivizați sînt împărțiți în două grupe autonome: electronii (S) care sînt răspunzători de proprietățile de conducție ale metalului și electronii (d) care contribuie la proprietățile feromagnetice ale acestuia. La rîndul lor acești electroni feromagnetici pot avea două proiecții ale spinului în raport cu o direcție dată, respectiv \uparrow și \downarrow iar distribuția lor în funcție de temperatură în cele două subbenzi de energie (a electronilor \uparrow și respectiv \downarrow) analizați de Stoner, utilizînd conceptele de zonă Brillouin, suprafață Fermi, nivel Fermi, bandă de energie (E.C. Stoner 1938, 1939) conduce la stabilirea criteriului pentru apariția feromagnetismului în aceste aliaje. Mai mult, teoria permite să se facă o distincție între feromagnetii slabi și feromagnetii puternici și de asemenea oferă posibilitatea interpretării variației termice a mag-

netizării aliajelor și elementelor 3d.

Principalul inconvenient al modelului de bandă constă în faptul că proprietățile magnetice ale electronilor colectivizați apar ca proprietăți mediate pe atomii metalelor, estompîndu-se astfel trăsăturile locale, datorate prezenței unor momente localizate care au fost evidențiate în cazul unor metale și aliaje. Acest fapt a constituit punctul de plecare în elaborarea unor modele combinate, care descriu atât trăsăturile de bandă cît și cele ale feromagnetismului. Descrierea completă a modelului de bandă (Stoner) cît și a modelelor "hibride" necesită un spațiu mult prea mare față de cel de care dispunem în cadrul acestei lucrări. Noi vom abandona aici problema interpretării originii magnetizării spontane în substanțele feromagnetice, nu fără a recomanda, pentru o documentare mai aprofundată lucrarea lui E. Burzo (1984), urmînd ca, în conformitate cu planul propus la sfîrșitul paragrafului 1.5 să ne ocupăm în continuare de interpretarea magnetismului tehnic pe baza dinamicii domeniilor de magnetizare spontană în procesul magnetizării feromagneticilor și de interpretarea curbelor de magnetizare.

B I B L I O G R A F I E

CAPITOLUL III

1. BERTAUT, F., FORRAT, F., C.R. Paris 242, 382, (1956)
2. BETHE, H.A., Proc. Roy. Soc. A150 552, (1935)
3. BLOCH, F., Z.Physik 61 206, (1930)
4. BURZO, E., Fizica fenomenelor magnetice, Ed. Academiei RSR (1981)
5. DESORMIERE, B., Rev. Tech. Thomson, CSF 5, 343, (1973)
6. DIRAC, P.A.M., Proc. Roy. Soc. A112, 661, (1926)
7. DYSON, F.T., Phys. Rev. 102, 1217 (1956)
8. HEISENBERG, W., Z.Physik 38, 441, (1926)
9. HEISENBERG, W., Z.Physik 49, 619 (1928)
10. HEITLER, W., LONDON, F., Z.Physik 44, 455 (1927)
11. KASTELE, Jn., P.W., I van KRANENDONK, Physika 22, 317 (1956)
12. KEFER, F., KAPLAN, H., YAFET, Y., An. of Phys. 21, 250 (1953)
13. MORGENTHAUER, F.R., J. Appl. Phys. 31, 955 (1960)
14. OGUCHI, T., Proc. Theor. Phys. 13, 148 (1955)
15. PEIERLS, R., Proc. Roy. Soc. A154, 207, (1936)
17. SCHLOMANN, E., Adv. in Quant. Electron. Singer p.444 (1960)
18. SEAVEY, M.H., TANNENWALD, P.E., Phys. Rev. Lett. 1, 168 (1968)
19. STONER, E.C., Proc. Roy. Soc. A165 372, (1938)
20. STONER, E.C., Proc. Roy. Soc. A169 339, (1939)
21. WEISS, P., J. Phys. 6, 667, (1907)
22. WEISS, P., FORRER, R. Ann. Phys. 5, 153, (1926).

CAPITOLUL IV

PRINCIPALELE FORME DE INTERACȚIUNE ÎN CRISTALELE FEROMAGNETICE ȘI CONDIȚIA DE STABILITATE A STĂRII FEROMAGNETICE

4.1. Generalități privind interacțiunile din cristalele feromagnetice și originea structurilor de domenii de magnetizare spontană

În capitolul precedent s-au stabilit natura interacțiunilor care sînt capabile să asigure ordonarea feromagnetică a spinilor electronici în domeniile de magnetizare spontană. S-a văzut că forțele de schimb electronice pot să asigure orientarea paralelă a spinilor; dar aceste forțe se exerțază efectiv numai între atomii vecini și, ca urmare, într-un cristal feromagnetic ele nu pot asigura o ordonare feromagnetică decît la distanțe mici, comparabile cu constanta rețelei cristaline. În plus această ordonare ar trebui să fie isotropă.

Domeniile de magnetizare spontană sînt însă relativ mari; ele conțin un număr foarte mare de atomi ($10^{10} - 10^{15}$) și astfel, asigurarea unei ordonări feromagnetice la distanțe mari și pe direcții preferențiale ca în cristalele feromagnetice nu poate fi justificată decît numai dacă se admite existența unor forțe de cuplaj al momentelor magnetice elementare în rețeaua cristalină; să le numim forțe magnetocristaline iar energia liberă corespunzătoare, energie magnetocristalină. Într-un singur domeniu, la zero absolut, toate momentele elementare sînt orientate și magnetizația spontană M_s este egală

momentul magnetic al tuturor purtătorilor conținuți în unitatea de volum.

Totuși, în absența unui câmp magnetic exterior, un cristal feromagnetic mare, uniform magnetizat, la saturatie, nu poate să se afle într-o stare feromagnetică stabilă, deoarece o mare parte din energia lui va fi stocată în cîmpul demagnetizant propriu, sub formă de energie magnetostatică (fig. IV.1 a). Pentru ca stabilitatea feromagnetică a cristallului să fie asigurată, este necesar ca energia acestuia să fie minimă, respectiv, energia cîmpului demagnetizant să fie minimă. De exemplu, această energie magnetostatică poate să fie diminuată dacă volumul cristallului din figura IV.1.a, considerat ca monodomeniu s-ar diviza în două domenii egale cu orientări opuse (fig. IV.1 b). Această energie poate să fie minimă cînd polii magnetici dispar și fluxul cîmpului magnetic se închide în interiorul cristallului (fig. IV.1 c), astfel încît nici o linie de cîmp să nu scape în exterior. Rezultă că, în virtutea principiului minimului energiei libere, volumul cristallului feromagnetic tinde să se autodivizeze într-un șir de domenii de magnetizare spontană a căror formă și orientare diferă de la un cristal la altul în funcție de anumite particularități: de exemplu forma exterioară a cristallului va influența asupra formei și dimensiunilor domeniilor deoarece distribuția spațială a cîmpului demagnetizant este ea însăși dependentă de forma cristallului. Dacă forțele magnetostatice sînt sensibil mai mari decît forțele magnetocristaline, ele vor fi capabile să creeze domeniile de închidere a fluxului magnetic ca în fig. IV.1 d. Dimpotrivă dacă forțele magnetostatice sînt mai slabe decît forțele magnetocristaline ele nu vor mai fi capabile să formeze domenii de închidere și distribuția domeniilor de magnetizare spontană va rămîne sub forma unor benzi polarizate alternativ, ca în fig. IV.1 e; în

acest caz vor subzista polii magnetici liberi și o energie magnetostatică minimă dar nenulă.

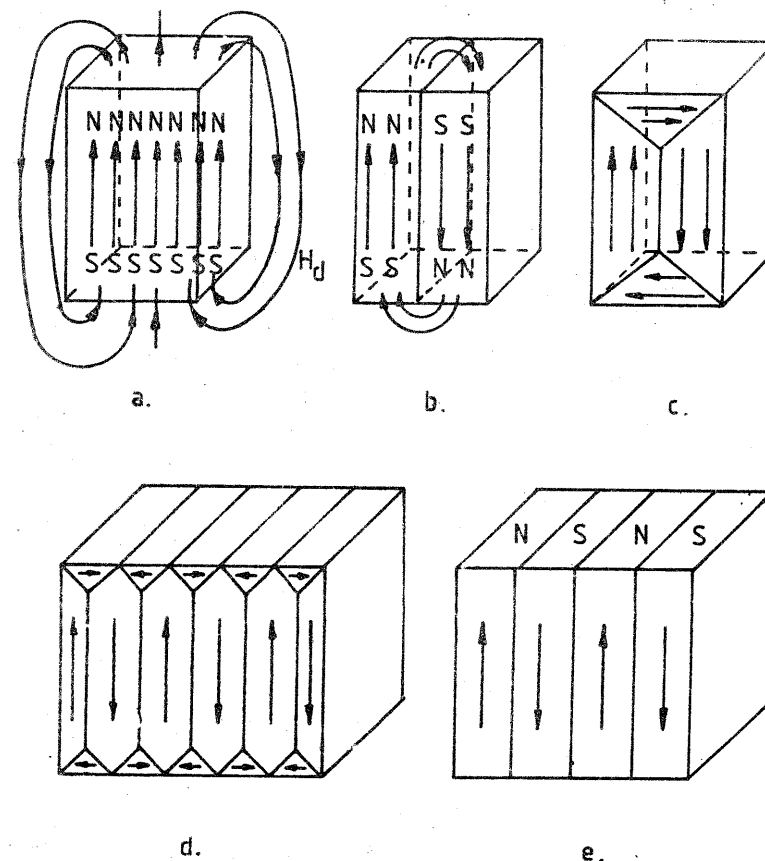


Fig. IV.1

Problema stabilității structurii de domenii feromagnetice încă nu este rezolvată, chiar și în acest caz simplu considerat aici, al cristalelor cu anizotropie uniaxială, deoarece apariția domeniilor orientate antiparalele, sau la 90° , implică existența unor spini vecini cu orientări antiparalele, respectiv la 90° , în regiunea granițelor care separă domeniile. Or

noi știm că, în sistemele feromagnetice, integrala de schimb este pozitivă și corespunde unui minimum de energie când spinii vecini sînt paraleli. Existența spinilor vecini antiparaleli la granița dintre domenii ar implica prezența unei energii de schimb foarte mari în aceste regiuni și astfel energia liberă totală a cristalului nu ar fi minimă, iar stabilitatea structurii de domenii nu ar fi asigurată. O diminuare a acestei energii de schimb este posibilă dacă inversarea magnetizării la granița dintre domenii s-ar produce, nu brusc trecînd de la un plan reticular al rețelei cristaline la următorul, ci progresiv, pe grosimea unui perete care să cuprindă un număr suficient de plane reticulare, astfel încît doi spini situați în două plane reticulare consecutive să facă un unghi mic între ei. Energia de schimb în această regiune nesaturată (în care spinii nu sînt paraleli) va fi micșorată față de energia de schimb a spinilor vecini antiparaleli. Forțele de schimb, astfel diminuate, vor ajunge la un compromis cu forțele magnetocristaline cînd energia liberă stoată în acest perete care separă două domenii antiparalele, va fi minimă. În consecință, la evaluarea energiei totale a cristalului feromagnetic va trebui să luăm în considerație și energia energii peretilor interdomenici.

Există și alte forme de energie, a cărei prezență în cristalul feromagnetic poate să fie ineluctabilă în evaluarea stabilității structurilor de domenii, anume, energia de deformare magnetostrictivă, care este în relație directă cu fenomenul de magnetostricțiune. S-a văzut (§ 1.4.2) că variația dimensiunilor și a formei solidului feromagnetic poate să apară fie în procesul răcirii substanței de la temperatura Curie, concomitent cu formarea domeniilor de magnetizare spontană, în absența unui cîmp magnetic exterior (magnetostricțiune spontană), fie sub acțiunea unui cîmp magnetic aplicat solidu-

dului la temperaturi inferioare temperaturii Curie. Evaluarea acestei energii pune problema deosebite în cazul substanțelor care cristalizează în sisteme mai complexe decît cele cu simetrie uniaxială, deoarece, deformările fiind diferite după axe cristalografice, se produc tensiuni între domenii, astfel în cristale apare o energie magnetoelastică de deformare produsă ca efect al magnetostricțiunii. Pe de altă parte, faptele experimentale prezentate în (§ 1.4.1) cu privire la interacțiunile magnetoelastice, atestă că tensiunile mecanice aplicate din exterior solidului feromagnetic, produc o modificare netă a curbelor de magnetizare; deci ele pot să modifice considerabil structura de domenii feromagnetice. Ca urmare, în evaluarea echilibrului structurilor de domenii feromagnetice este necesar să se țină seama și de energia magnetoelastică datorată tensiunilor externe.

În concluzie, varietatea structurilor de domenii de magnetizare spontană din cristalele feromagnetice este în relație directă cu varietatea considerabilă a formelor de energie existente în cristal. Pentru ca structura de domenii și orientările magnetice ale domeniilor să rămînă în echilibru, este necesar să fie satisfăcută condiția termodinamică de minimum al tuturor formelor de energie din cristal, anume:

1. Energia de schimb w_s în regiunile saturate și nesaturate din cristalul feromagnetic
2. Energia magnetocristalină w_K
3. Energia de deformare magnetostrictivă w
4. Energia magnetoelastică w_0
5. Energia cîmpului demagnetizant de forma w_D sau energia magnetoelastică
6. Energia cîmpului magnetic aplicat w_M .

Solădele feromagnetice uzuale sînt formate dintr-un mozaic de cristale mici, adesea microscopice. Pentru a înțelege cum contribuie interacțiunile din aceste microcristale la comportarea feromagnetică a solidului masiv, vom începe prin a determina mai întîi expresiile diferitelor forme de energie într-un caz particular, cel al monocristalelor feromagnetice. Apoi, vom da cîteva exemple simple, schematice, pentru a arăta cum considerarea minimului energiei totale explică forma și dimensiunile domeniilor observate (capitolul V). În final vom interpreta procesele de magnetizare în relație cu dinamica domeniilor de magnetizare. Teoria proceselor de magnetizare (Capitolul VI), ne va permite să explicăm faptele experimentale, referitoare la magnetismul tehnic, expuse în capitolul I.

4.2. Energia magnetocristalină

Mai întîi este convenabil să facem o succintă prezentare a structurii cristaline a substanțelor feromagnetice tipice (Fe, Co, Ni) pentru ca apoi, compararea curbelor de magnetizare a monocristalelor din direcții cristalografice diferite, să ne conducă la noțiunea de anizotropie magnetocristalină și la posibilitatea determinării expresiei energiei libere magnetocristaline ca o funcție de cosinusi direcțori ai magnetizației în raport cu axele cristalografice.

4.2.1. Structura cristalelor de Fe, Co, Ni

În general structurile cristaline sînt reprezentate prin rețele spațiale în nodurile cărora sînt situate particulele care alcătuiesc cristalul (atomii, ioni, molecule). Pentru definirea diferitelor plane și direcții în cristal se utilizează în mod curent sistemul de indici numiți indicii lui Miller: se alege un sistem de coordonate cu originea

într-unul dintre nodurile rețelei și cu axele x,y,z dirijate după direcțiile cristalografice principale. Poziția unui plan în spațiu se definește prin trei puncte care sînt efectiv punctele de intersecție ale planului cu axele de coordonate, respectiv m, n, p. Raportul inverselor mărimilor acestor segmente axiale se exprimă prin raportul a trei numere întregi minime

$$\frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{p} = h : k : l .$$

Aceste numere h, k, l sînt indicii lui Miller. Cînd se definește un plan, aceste numere se înscriu în paranteze rotunde (hkl). În fig.(4.2) sînt reprezentate principalele plane în cristalele cubice. De exemplu, planul (100) corespunde lui m=1, n=∞, p=∞. Pentru notarea direcțiilor în cristale se utilizează aceiași indici, valorile lor reprezentîndu-se ca și componentele unui vector paralel cu direcția dată. Cînd se definește o direcție în cristal, indicii lui Miller se scriu în paranteze drepte h,k,l . În fig.(4.2) sînt reprezentate principalele direcții în cristalele cubice. Pentru sistemul cubic, cele 8 sensuri pe cele 4 diagonale spațiale sînt echivalente și se scriu sub forma următoare

$$\begin{array}{cccc} [1\ 1\ 1] & [1\ 1\ 1] & [1\ 1\ 1] & [1\ 1\ 1] \\ [1\ 1\ 1] & [1\ 1\ 1] & [1\ 1\ 1] & [1\ 1\ 1] \end{array}$$

iar cele 6 sensuri pe cele trei muchii echivalente se scriu

$$[100] \ [010] \ [001] \ [100] \ [010] \ [001]$$

Pentru rețelele hexagonale, cum este cea din fig.(4.2.b), este mai comod să se utilizeze axele lui Bravais (3 axe la 120° care unesc centrul cu vîrfurile în planul hexagonului și axa hexagonală perpendiculară pe cele trei axe). Direcțiile sînt definite prin patru numere i,j,k,l . Deoarece există totdeauna

relația $i + j + k = 0$, se notează adesea $ij.l$, punctul reprezentînd $k = -(i+j)$. Planele perpendiculare la aceste direcții se notează cu aceiași indici în paranteze rotunde.

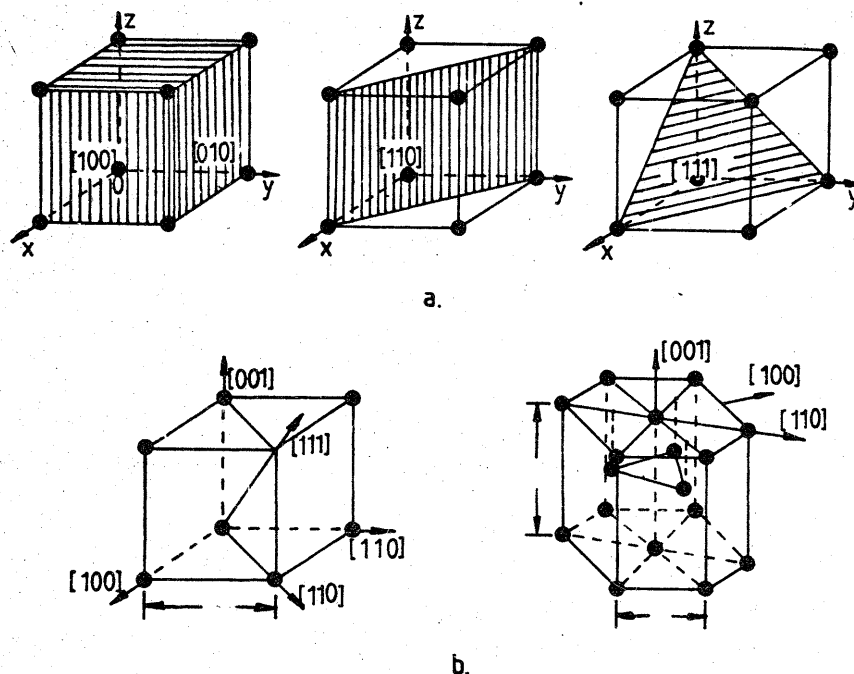


Fig. 4.2

În principiu, se pot obține cristale feromagnetice mari dacă substanța feromagnetică, adusă în prealabil la o temperatură egală sau superioară temperaturii de topire, este răcită suficient de lent pînă la temperatura ambiantă. Fără precauții deosebite se obțin în acest mod cristale de Ni. Nichelul cristalizează în sistemul cubic cu fețe centrată (fig.4.3.a). Latura cubului (constanta rețelei) este $a = 3,52 \cdot 10^{-10}$ m (sau $a = 3,52 \text{ \AA}$; $1 \text{ \AA} = 10^{-10}$ m). Fiecare atom are 12 atomi vecini

care sînt situați la cea mai mică distanță, $a/\sqrt{2}$. Celula cubică elementară cu latura $a/2$ conține 4 atomi de Ni la distanța $a/\sqrt{2} = 2,49 \text{ \AA}$.

Pentru substanțele care, în cursul răcirii de la temperatura de topire, suferă transformări alotropice, cum este cazul fierului, metoda de obținere a cristalelor mari este mai complicată. Honda și Kaya (1926) au obținut cristale mari de Fe prin coacerea unei bare de fier, în prealabil decarburată, tensionată puternic pînă la o alungire de aproape 3 %, timp de mai multe zile, la temperatura de 1153°K . Din cristalele mari obținute după răcire lentă au fost tăiate monocristale de Fe. La temperatura ambiantă se constată că fierul cristalizează în sistemul cubic cu volum centrat (c.v.c), fig.(4.3.b). Constanta rețelei este $a = 2,86 \cdot 10^{-10}$ m. Distanța minimă dintre doi atomi este $a\sqrt{3}/2 = 2,47 \cdot 10^{-10}$ m, cubul elementar cu latura $a/2$ conține doi atomi la distanța $a\sqrt{3}/2$. Rețeaua cristalină a fierului se modifică în funcție de temperatură: începînd de la tempera-

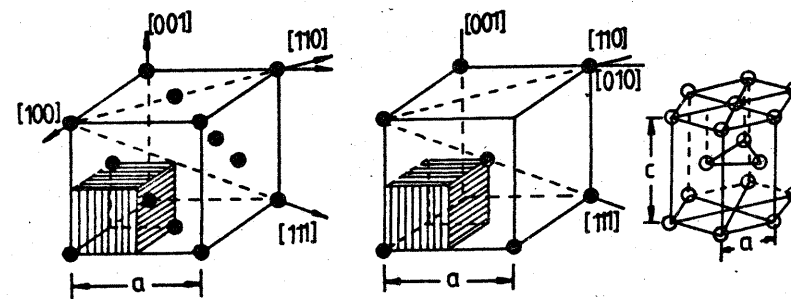


Fig. 4.3

turi oricît de coborîte pînă la 1160 K (fazele α - Fe și β - Fe), fierul cristalizează în sistemul (c.v.c); de la 1160 K pînă la 1174 K (faza γ - Fe), cristalizează în sistemul (c.f.c), iar peste 1674 K (faza δ - Fe) din nou în sistemul (c.v.c).

Cobaltul, (la temperatura ambiantă), cristalizează în sistemul hexagonal compact (h.c.p) (fig.4.3.o). Constantele rețelei sînt: $a = 2,51 \cdot 10^{-10}$ m, $c = 4,11 \cdot 10^{-10}$ m. Fiecare atom are 6 atomi vecini în planul hexagonal, aflați unul față de altul la distanța a , și alți 6 vecini dintre care 3 într-un plan paralel imediat superior și alți 3 în planul inferior, distanța dintre aceștia fiind egală cu $\sqrt{\frac{a^2}{3} + \frac{c^2}{4}}$. Dacă raportul c/a este egal cu $\sqrt{8/3} = 1,633$, cei 12 atomi vecini sînt la aceeași distanță a' . Această situație care prezintă o analogie foarte evidentă cu sistemul (o.f.c), este practic realizată în cazul cobaltului. Efectiv, printr-o foarte ușoară modificare de structură cobaltul poate să cristalizeze în sistemul (c.f.c) și această tranziție de la sistemul (h.c.p) la sistemul (c.f.c) se produce cînd temperatura cobaltului depășește 750 K. În sistemul (c.f.c) constanta rețelei cobaltului (respectiv latura cubului) este $a = 3,55 \cdot 10^{-10}$ m.

4.2.2. Curbele de magnetizare a monocristalelor.

Anizotropia feromagnetică

În experimente succesive, cîmpul magnetizant H este ^{diferite} ~~orientat~~ după direcții cristalografice și se determină alura magnetizației M în funcție de H . În figura 4.4.a, sînt date curbele de magnetizare determinate de Honda și Kaya (1926) pentru monocristalul de Fe, în care cîmpul magnetizant H a fost orientat succesiv în direcțiile $[100]$, $[110]$, și $[111]$. Energia necesară pentru a magnetiza cristalul la saturație, corespunde ariei cuprinse între curba de magnetizare și axa ordonatelor; expresia acestei energii este:

(4.1)

$$E = \int_0^{P_B} H dP$$

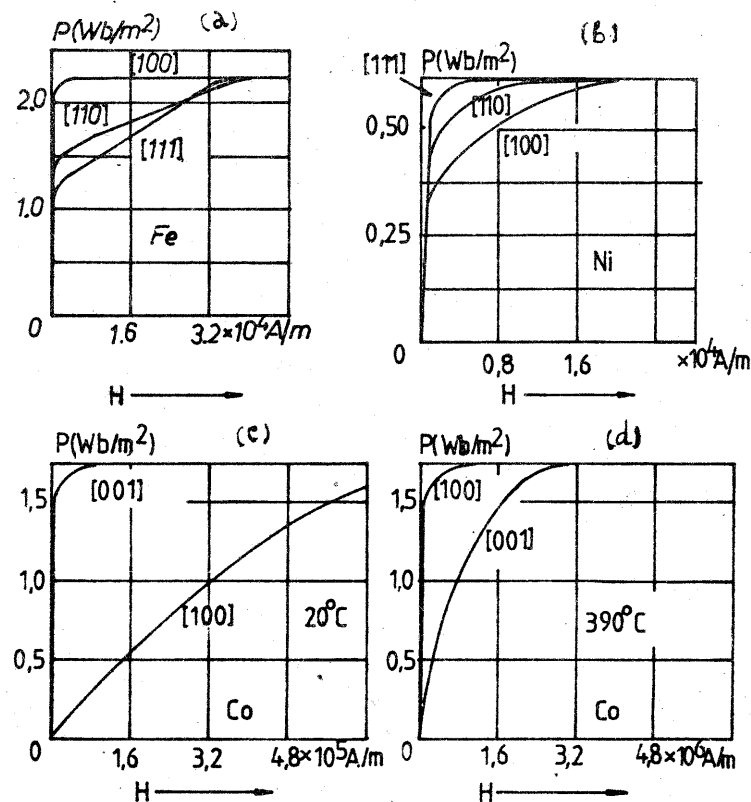


Fig. 4.4

Se observă (fig.4.4.a) că, în cazul fierului, saturația este practic realizată în cîmpuri foarte slabe cînd direcția cîmpului este paralelă cu oricare dintre muchiile cubului, respectiv $[100]$, $[010]$ sau $[001]$; energia necesară pentru realizarea saturației este minimă și din acest motiv aceste direcții se numesc direcții de ușoară magnetizare. Faptele se petrec ca și cum magnetizarea spontană ar avea preferință să se orienteze în aceste direcții chiar și în absența unui cîmp magnetic

exterior. Se observă că, dimpotrivă, energia necesară pentru orientarea magnetizării monocristalului de fier în direcția $[111]$ este maximă. Această direcție se numește direcție de grea sau de difficilă magnetizare. Pentru magnetizarea la saturație în direcția $[110]$, este necesară o energie E_{110} de valoare intermediară între E_{100} și E_{111} . În cazul monocristalului de Ni (fig. 4.4.b) direcțiile de ușoară și de difficilă magnetizare sînt inversate în raport cu cele ale monocristalului de Fe; aici diagonala cubului $[111]$ este direcția de ușoară magnetizare, în timp ce muchia $[100]$ este direcție de difficilă magnetizare. Curbele de magnetizare din (fig. 4.4.c), sînt determinate de K.Honda și H.Matsumoto (1931) pentru monocristalul de Co. La temperatura ambiantă (290 K) magnetizarea în direcțiile $[10.0]$ și $[11.0]$ evoluează practic după aceeași curbă în funcție de H și saturația este atinsă în cîmpuri relativ mari, 10 A/m; axa hexagonală $[00.1]$ este direcția de ușoară magnetizare. La temperaturi ridicate (660 K) se observă că axele de ușoară și de difficilă magnetizare sînt inversate. Anizotropia magnetică a monocristalului de Co se anulează pentru $T = 540$ K.

Direcțiile de ușoară magnetizare (cărora le corespunde energia minimă) determină direcțiile de magnetizare spontană din monocristale. În cazul Fe, există 6 sensuri posibile de magnetizare spontană, (după cele 3 muchii în ambele sensuri); în cazul Ni există 8 sensuri posibile (după cele patru diagonale în ambele sensuri). În cazul că există numai două sensuri posibile, după axa hexagonală; monocristalele de Co au anizotropie uniaxială.

Observație:

În cazul cristalului de Fe (fig.4.4.a), curbele experi-

mentale de magnetizare în direcțiile $[111]$ și $[110]$ prezintă prima curbă la valorile ordonatelor de aproximativ 0,6 și respectiv 0,7 din valoarea magnetizației de saturație. Acest fapt este previzibil dacă ținem seama de orientarea cîmpului față de direcția inițială a magnetizării spontane (muchiiile cubului). În primul caz, $H \parallel [111]$ magnetizarea spontană formează cu cîmpul H un unghi α a cărui valoare este astfel încît $\cos \alpha = 1/\sqrt{3}$, fapt care sugerează că magnetizarea spontană pe direcția cîmpului H va avea loc la $P/P_s = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,58$; în al doilea caz, $H \parallel [110]$, $\cos \alpha = 1/\sqrt{2}$ și $P/P_s = 1/\sqrt{2} = 0,7$.

4.2.3. Energia de anizotropie magnetocristalină

a. Generalități asupra originii anizotropiei magnetocristaline

Anizotropia feromagnetică observată la monocristalele de Fe, Co, Ni (§ 4.2.2) nu poate fi prevăzută în cadrul teoriei feromagnetismului dezvoltate în capitolul precedent (§ 3.3), nici chiar pentru cazul mai simplu al cristalului uniaxial de Co, deoarece hamiltonianul de schimb este invariant la o rotație a ansamblului momentelor magnetice elementare. Datele experimentale din paragraful precedent (fig.4.2) pun în relief faptul că interacțiunile pe care le implică existența anizotropiei sînt considerabil mai slabe decît interacțiunile de schimb. De exemplu, în cazul cobaltului (fig. 4.2.c), în timp ce forțele de schimb sînt echivalente cu un cîmp molecular de ordinul 10^9 A/m, forțele de anizotropie magnetică sînt echivalente cu un cîmp mult mai slab, de ordinul 10^6 A/m, cîmpul necesar pentru a satura cristalul de Co în direcția axei de grea magnetizare. Mecanismul anizotropiei antrenează interacțiuni mai slabe cu 3-4 ordine de mărime decît interacțiunile de schimb și acest fapt face difficilă re-

tușarea teoriei feromagnetismului în vederea interpretării microscopice a anizotropiei. Au fost propuse mai multe mecanisme, toate avînd la origine cuplajul spin-orbită. Efectiv, orbitalii atomici perturbați de anturajul ionic sînt legați la rețeaua cristalină. Prin intermediul cuplajului spin-orbită, spinii electronici se găsesc de asemenea legați la rețea. Aceasta este explicația mecanismului anizotropiei, dată de F. Bloch și Gentile, (19). După Van Vleck, (19) orbitalii, datorită disimetriei lor, pot să interacționeze diferit în funcție de orientarea lor; de exemplu în figura 4.5.a,b sînt sugerate două cazuri.

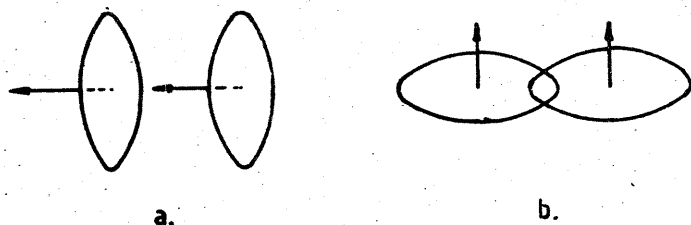


Fig. 4.5

În ambele cazuri spinii sînt legați la rețea prin intermediul cuplajului spin-orbită dar cele două mecanisme sînt distincte: primul (a) antrenează o anizotropie locală, aceea a rețelei cristaline, al doilea (b) poate să antreneze interacțiuni anizotrope între momentele magnetice.

Teoriile sînt relativ complicate, mai mult calitative și nu este locul să le reproducem aici. Pentru a determina alura polarizației magnetice în funcție de cîmpul H , într-o

direcție oarecare din cristalul feromagnetic, va fi suficient să ne dăm la o determinare formală a expresiei energiei de anizotropie magnetică bazată pe proprietățile de simetrie ale cristalului.

2°. Expresia energiei de anizotropie magnetocristalină în cazul monocristalelor cu simetrie cubică

Pentru a devia magnetizarea spontană din direcția de ușoară magnetizare în direcția de grea magnetizare este necesar să aplicăm un cîmp magnetic relativ intens, deci să furnizăm un lucru apreciabil. Acest fapt sugerează că energia liberă F a cristalului trebuie să depindă de orientarea magnetizării în raport cu axele cristalografice. În cristalele cu simetrie cubică, notăm cu $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ cosinuzii directori ai polarizației magnetice P_s respectiv ai magnetizației ($M_s = P_s / \mu_0$). Este evident că funcția $F(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ va trebui să fie invariantă la operațiile permise de simetria cristalului și totodată să exprime invarianța proprietăților magnetice față de schimbarea sensului magnetizării. Ultima condiție impune ca $F(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ să fie o funcție în care α_1 să apară numai la puteri pare. Operațiile care exprimă simetria față de planul fețelor cristalului de exemplu (100), respectiv reflexia pe acest plan, se traduce prin schimbarea semnului lui α_1 ; astfel $\alpha_1 \rightarrow -\alpha_1$ iar semnele lui α_2 și α_3 rămîn neschimbate. Operațiile de simetrie față de planul (110) se traduc prin schimbări de indici, $\alpha_i \rightarrow \alpha_j$ cu $\alpha_i, \alpha_j = 1, 2, 3$. Expresia energiei magnetocristaline va trebui să fie invariantă la aceste operații. Notăm cu W_K densitatea volumică de energie magnetocristalină (energie pe unitatea de volum).

Expresia energiei W_K , dezvoltată după puterile pare crescătoare ale lui 0, va conține mai întîi un termen

constant K_0 . Pentru termenul de gradul doi singura combinație invariantă este $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2$. Deoarece această sumă este egală cu 1, ea va fi inclusă în termenul constant K_0 . Pentru termenul de gradul patru există următoarele două combinații invariante

$$M = \alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4 ; \quad N = \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2$$

Dintre acestea este suficient să reținem numai una, de exemplu N, deoarece cealaltă se reduce la N prin intermediul relației

$$M + 2N = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2)^2 = 1$$

Termenul de gradul patru din expresia energiei W_K este deci de forma $K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)$.

Pentru termenul de gradul șase există trei combinații invariante:

$$\alpha_1^6 + \alpha_2^6 + \alpha_3^6 ; \quad \alpha_1^4 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_2^4 + \alpha_2^4 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^4 + \alpha_3^4 \alpha_1^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^4 ;$$

$$\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$$

Prima combinație se poate reduce la următoarele două, avînd în vedere că $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$. În a doua combinație fiecare pereche de termeni cu indicii ij poate fi scrisă sub forma:

$$\alpha_i^4 \alpha_j^2 + \alpha_i^2 \alpha_j^4 = \alpha_i^2 \alpha_j^2 (\alpha_i^2 + \alpha_j^2) = \alpha_i^2 \alpha_j^2 (1 - \alpha_k^2) = \alpha_i^2 \alpha_j^2 - \alpha_i^2 \alpha_j^2 \alpha_k^2$$

și astfel, această combinație se reduce la N și la a treia. Limitîndu-ne la termenul de ordinul șase, expresia energiei magnetocristaline pentru cristalele cu simetrie cubică capătă forma următoare:

$$(4.2) \quad W_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$$

Constantele de anizotropie magnetocristalină K_0 , K_1 , K_2 depind de natura cristalului și de temperatură; ele sînt omogene cu o densitate volumică de energie.

3°. Expresia energiei de anizotropie magnetocristalină în cazul monocristalelor cu simetrie uniaxială

Monocristalul de cobalt hexagonal prezintă o anizotropie uniaxială. Un raționament analog celui care ne-a condus la expresia energiei W_K pentru cristalul cubic (4.2) ne permite să observăm că în cazul anizotropiei uniaxiale a cobaltului hexagonal, W_K depinde numai de cosinusul director α_3 al vectorului polarizației magnetice P_g cu axa hexagonală $[00.1]$. Invarianța proprietăților magnetice la inversarea sensului cîmpului magnetizant implică numai puteri pare ale lui α_3 în expresia energiei:

$$(4.3) \quad W_K = K_0 + K_1 \alpha_3^2 + K_2 \alpha_3^4 + \dots$$

Expresiile energiei libere W_K , (4.2) și (4.3) pot fi utilizate la determinarea, prin calcul, a curbelor de magnetizare a monocristalelor. În principiu, condiția ca vectorul polarizației magnetice să fie în echilibru în cîmpul magnetic exterior H și în cîmpul forțelor de anizotropie se reduce la condiția de minimum al energiei totale a cristalului.

4°. Calculul curbelor de magnetizare a monocristalului de fier

Intr-o primă aproximație vom considera că în absența cîmpului exterior H în cristalul cubic de Fe, predomină în exclusivitate energia magnetocristalină.

Strict vorbind, aceste calcule au sens fizic numai pentru partea terminală a curbelor de magnetizare (fig.4.4.a), care corespunde efectiv rotației progresive a vectorului polarizației spontane P_g către direcția cîmpului magnetic exterior H .

Vom calcula curba de magnetizare a monocristalului de Fe în două cazuri distincte: primul, în care H este dirijat în

direcția diagonalei uneia dintre fețele cubului, de exemplu [110]; al doilea, în care H este dirijat în direcția diagonalei cubului [111].

a°. H paralel cu axa [110]. Polarizația spontană P_s se află în planul (0.01) (fig.4.6) se formează unghiul φ cu direcția [100]. În acest

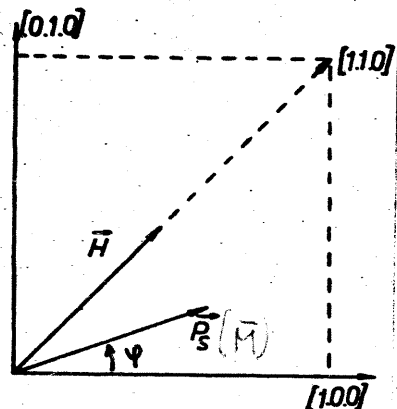


Fig. 4.6

caz cosinuşii directori au valorile:

$$\alpha_1 = \cos \varphi ; \alpha_2 = \sin \varphi ;$$

$$\alpha_3 = 0$$

Expresia energiei magneto-cristaline pentru cristalul cubic de Fe (4.2) se reduce la următoarea formă, după înlocuirea acestor valori:

$$W_K = K_0 + K_1 \alpha_1^2 \alpha_2^2$$

Expresia energiei cîmpului magnetizant H este

$$W_M = -(\vec{P}_s \cdot \vec{H}) = -P_s H \cos(\frac{\pi}{4} - \varphi)$$

Polarizația magnetică în direcția cîmpului H este:

$$P = P_s \cos(\frac{\pi}{4} - \varphi)$$

Ținînd seama de relațiile:

$$\cos(\frac{\pi}{4} - \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_1 + \alpha_2) \text{ și } \alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1 ,$$

expresia energiei libere totale în cristal, dată de suma celor două energii, $W_T = W_K + W_M$, capătă forma următoare,

$$(4.4) \quad W_T = K_0 + K_1 \alpha_1^2 (1 - \alpha_1^2) - \frac{HP_s}{\sqrt{2}} (\alpha_1 + \sqrt{1 - \alpha_1^2})$$

iar expresia polarizației în direcția axei [110] se scrie:

$$(4.5) \quad P = \frac{P_s}{\sqrt{2}} (\alpha_1 + \sqrt{1 - \alpha_1^2})$$

Ecilibrul vectorului P_s corespunde minimumului energiei totale:

$$(4.6) \quad \frac{\partial W_T}{\partial \alpha_1} = 0 = 2K_1 \alpha_1 (1 - 2\alpha_1^2) \sqrt{1 - \alpha_1^2} - \frac{HP_s}{\sqrt{2}} (\sqrt{1 - \alpha_1^2} - \alpha_1)$$

Eliminînd pe α_1 între (4.6) și (4.5) se obține

$$(4.7) \quad H = \frac{2K_1}{P_s} \left(\frac{P}{P_s} \right) \left\{ 2 \left(\frac{P}{P_s} \right)^2 - 1 \right\}$$

Această funcție este reprezentată în figura 4.7. Numai linia continuă este susceptibilă de interpretare fizică. Pentru $H = 0$ se obține $P = P_s/\sqrt{2}$ fapt care concordă cu alura curbei experimentale din figura 4.4.a; pentru H paralel cu axa [110] și totodată acest rezultat dă o justificare prezumțiilor enunțate la sfîrșitul paragrafului § 4.2.2, cu privire la alura curbei de magnetizare. Saturația se obține pentru $P = P_s$, condiție

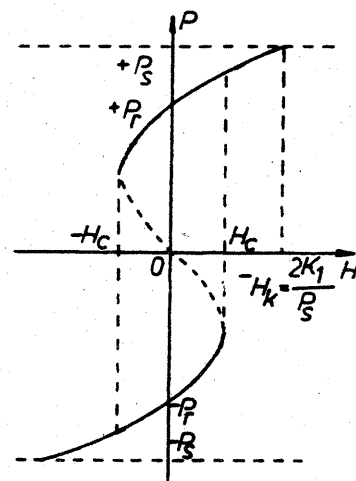


Fig. 4.7

care impusă ecuației (4.7) conduce la expresia cîmpului H_K necesar pentru a atinge saturația magnetică

$$H_K = \frac{2K_1}{P_s}$$

Acest cîmp H_K poate servi ca o măsură a energiei de anizotropie, și este adesea numit cîmp de anizotropie.

Curbele punctate ar corespunde ciclului de histeresis dacă monocristalul ar fi consti-

tuit dintr-un singur monodomeniu. Valoarea cîmpului coercitiv H_0 ar corespunde minimumului funcției $H = f(P)$, respectiv $\partial H / \partial P = 0$. Introducînd în (4.7) valoarea lui P care satisface

această condiție de minimum, se obține expresia lui $H_0 = -\frac{4}{3\sqrt{6}} \frac{K_1}{P_S}$. Se poate spune că H_0 este de ordinul de mărime al raportului K_1/P_S , dar aceasta numai în cazul unui cristal monodomenic.

* b°. Cazul H paralel cu axa [111]

Magnetizarea se rotește progresiv din direcția axei de ușoară magnetizare [001]

către direcția de cea mai grea magnetizare [111], în care este dirijat câmpul H.

Notăm cu φ unghiul făcut de P_S cu axa [001].

Câmpul magnetic H formează unghiul θ cu axa [001] astfel că

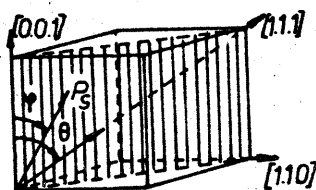


Fig. 4.8

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

În acest caz cosinuşii directori sînt respectiv,

$$\alpha_1 = \sin \varphi \cos \frac{\pi}{4} = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{2}}; \quad \alpha_2 = \sin \varphi \sin \frac{\pi}{4} = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{2}};$$

$$\alpha_3 = \cos \varphi$$

Expresia energiei magnetocristaline este:

$$W_K = K_0 + K_1 \frac{\sin^4 \varphi}{4} + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \frac{K_2}{4} \sin^4 \varphi \cos^2 \varphi = K_0 + K_1 [2\alpha_1^2 - 3\alpha_1^4] + K_2 [\alpha_1^4 - 2\alpha_1^6]$$

Energia câmpului magnetizant H se scrie

$$W_M = -HP_S \cos(\theta - \varphi) = -\frac{HP_S}{\sqrt{3}} (\sqrt{1 - 2\alpha_1^2} + 2\alpha_1)$$

Polarizația magnetică în direcția [111] de acțiune a câmpului magnetizant H este

$$(4.8) \quad P = P_S \cos(\theta - \varphi) = P_S (\sqrt{1 - 2\alpha_1^2} + 2\alpha_1)$$

Condiția de echilibru a vectorului magnetizației corespunde anulării derivatei energiei totale $W_T = W_K + W_M$, respectiv,

$$\frac{\partial W_T}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{sau} \quad \frac{\partial W_T}{\partial \alpha_1} = 0$$

Se obțin astfel expresiile echivalente:

$$(4.9) \quad \left(\frac{K_1}{4} + \frac{K_2}{64}\right) \sin^2 2\varphi + \left(\frac{3K_1}{8} + \frac{K_1}{16}\right) \sin 4\varphi - \frac{3K_2}{64} \sin 6\varphi -$$

$$- HP_S \sin(\theta - \varphi) = 0$$

$$(4.10) \quad 2\sqrt{3} \alpha_1 (1 - 2\alpha_1^2)^{1/2} (\sqrt{1 - 2\alpha_1^2} - \alpha_1)^{-1} (1 - 3\alpha_1^2) (K_1 + K_2 \alpha_1^2) - HP_S = 0$$

Un calcul laborios constînd în eliminarea lui φ , respectiv α_1 dintre formulele (4.9), respectiv (4.10) și formulele (4.8) conduce la următoarea ecuație a curbei de magnetizare după direcția [111], ecuație în care s-a folosit notația $p = P/P_S$.

$$(4.11) \quad HP_S = K_1 \left\{ \frac{\sqrt{2}}{3} (4p^2 - 1)(1 - p^2)^{1/2} + \frac{p}{3} (7p^2 - 3) - \frac{\sqrt{2}}{18} (10p^4 - 9p^2 + 1)(1 - p^2)^{1/2} \right\} + K_2 \frac{p}{18} (23p^4 - 16p^2 + 1)$$

Se poate verifica imediat că $H = 0$ cînd $p = 1/\sqrt{3}$ respectiv $P = P_S/\sqrt{3}$. Astfel, alura curbelor calculate concordă bine cu cea a curbelor experimentale.

Remarcă. Formula 4.2 poate fi utilizată pentru a aproxima prin calcul legea de apropiere de saturație în cazul unei substanțe feromagnetice policristaline. În acest caz calculul va trebui să fie reluat în aceeași manieră dar făcînd media pentru toate direcțiile. O mai bună aproximație a acestei legi

experimentale a fost obținută de L.Néel (1948) ținând seama și de interacțiunile magnetostatice dintre cristalite.

5°. Determinarea constantelor de anizotropie magnetocristalină

a). Metoda evaluării energiei de magnetizare

Curbele de magnetizare a monocristalelor feromagnetice, (fig.4.) oferă posibilitatea de a determina valorile constantelor K_0 , K_1 și K_2 . Energia acumulată în cristal pentru o variație izotermică a polarizației magnetice de la zero la P_s este dată de expresia (4.1), $E = \int_0^{P_s} H dP$, și corespunde ariei cuprinse între curba de magnetizare și axa ordonatelor. Această energie este totodată exprimată cu ajutorul formulei (4.2).

Pentru H paralel cu direcția $[100]$,

$$\alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = \alpha_3 = 0 \quad \text{și} \quad E_{100} = K_0 = \int_{[100]} H dP$$

Pentru H paralel cu axa $[110]$,

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad \alpha_3 = 0 \quad \text{și} \quad E_{110} = K_0 + \frac{K_1}{4} = \int_{[110]} H dP$$

Pentru H paralel cu axa $[111]$

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \quad \text{și} \quad E_{111} = K_0 + \frac{K_1}{3} + \frac{K_2}{27} = \int_{[111]} H dP$$

Din aceste relații se obțin valorile constantelor K_0 , K_1 și K_2 .

$$(4.12) \quad \begin{aligned} K_0 &= E_{100} \\ K_1 &= 4(E_{110} - E_{100}) \\ K_2 &= 27(E_{111} - E_{100}) - 36(E_{110} - E_{100}) \end{aligned}$$

Diferențele dintre energiile din paranteze se determină evaluând suprafața cuprinsă între curbele de magnetizare corespunzătoare (fig.4.2).

b). Metoda cuplului de torsiune

O altă metodă de determinare a constantelor de anizotropie se bazează pe determinarea momentului cuplului de rotație excitat de un câmp magnetic asupra unui monocristal magnetizat la saturație. Aparatele bazate pe această metodă se numesc anizometre. În principiu, se decupează din monocristal un disc subțire sau un sferoid de revoluție aplatizat, pentru ca magnetizarea acestuia în câmpul uniform să fie uniformă. Discul este plasat între piesele polare ale unui electromagnet capabil să producă un câmp magnetic uniform suficient de intens pentru a realiza saturația magnetică indiferent de direcția câmpului față de axele cristalografice. Astfel, vectorii polarizației magnetice \vec{P}_s și al câmpului magnetic \vec{H} vor avea totdeauna aceeași direcție. Discul este fixat la extremitatea

unui fir de torsiune (fig.4.9) perpendicular pe planul discului. Se rotește electromagnetul, și de fiecare dată când vectorii \vec{H} și \vec{P} nu vor fi în direcția de cea mai ușoară magnetizare firul va exercita un cuplu care se va opune momentului forțelor interne datorate anizotropiei magnetice.

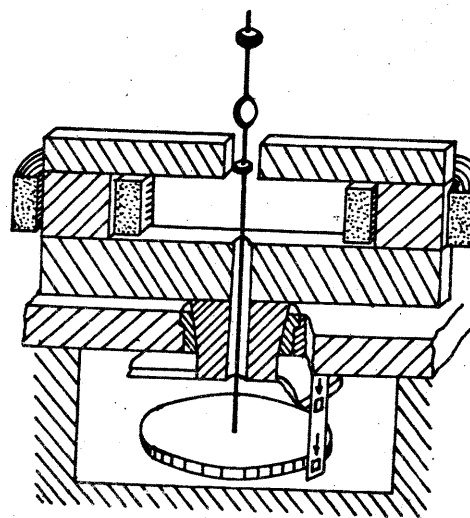


Fig. 4.9

Notăm cu W_F energia liberă datorată torsiunii firului. Energia totală a sistemului este

$$W_T = W_K + W_F + W_M$$

în care W_K este energia magnetocristalină iar $W_M = (\vec{H} \cdot \vec{P}_s)$ este energia cîmpului magnetizant; aceasta din urmă este constantă deoarece, așa cum s-a spus de la început ($\vec{P}_s \cdot \vec{H}$) nu depinde de unghiul φ pe care îl face direcția \vec{P}_s cu axa de ușoară magnetizare, deoarece vectorii \vec{H} și \vec{P}_s sînt totdeauna paraleli.

Condiția de echilibru a tuturor forțelor puse în joc corespunde minimului energiei totale

$$\frac{\partial W_T}{\partial \varphi} = 0 = \frac{\partial W_K}{\partial \varphi} + \frac{\partial W_F}{\partial \varphi}$$

Ultimul termen este momentul cuplului de tordiere

$$\Gamma = \frac{\partial W_F}{\partial \varphi}$$

și prin urmare momentul cuplului de torsiune măsurat Γ , este în relație directă cu constantele de torsiune ale microcristalului:

$$(4.13) \quad \Gamma = - \frac{\partial W_K}{\partial \varphi}$$

Dacă discul este decupat în planul (110) al monocristalului cubic, el va conține toate direcțiile cristalografice. Printr-un calcul asemănător celui care ne-a condus la formula (4.9) se poate particulariza formula (4.13) pentru acest disc:

$$(4.14) \quad \Gamma = - \left(\frac{K_1}{4} + \frac{K_2}{64} \right) \sin 2\varphi - \left(\frac{3K_1}{8} + \frac{K_2}{16} \right) \sin 4\varphi + \frac{3K_2}{64} \sin 6\varphi$$

În figura 4.10, au fost reportate valorile cuplului Γ , măsurate direct (H.J. Williams 1937) în funcție de unghiul φ format de direcția cîmpului \vec{H} cu axa de ușoară magnetizare [001] luată ca referință, pentru un disc tăiat în planul (110) dintr-un cristal de Fe-Si conținând 3,85 % Si. O analiză armonică a acestei curbe conduce la determinarea coeficienților Fourier care, identificați cu cei din formula (4.14) oferă

posibilitatea determinării constantelor K_1 și K_2 .

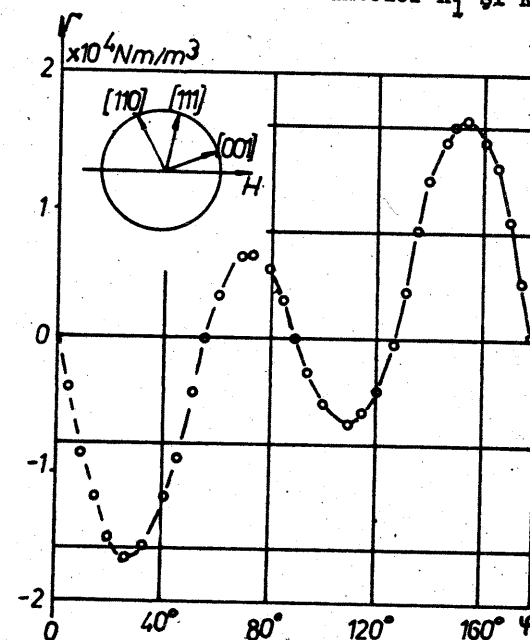


Fig. 4.10

c) Metoda rezonanței feromagnetice

Metoda a fost descrisă în § 2.3.2 pentru solidele feromagnetice în care predomină anizotropia de formă iar anizotropia magnetocristalină este considerată neglijabilă. În acest caz cîmpul magnetic efectiv este determinat de cîmpul exterior \vec{H}_e și de cîmpul demagnetizant de formă: $\vec{H} = \vec{H}_e - N_u \vec{M}_u$, factorul N_u fiind factorul demagnetizant în direcția u . În cazul cristalelor cu anizotropie magnetocristalină, dacă magnetizarea este dirijată într-o direcție puțin diferită de direcția de ușoară magnetizare, efectul forțelor de anizotropie se poate exprima printr-un cuplu care este echivalent celui pe care l-ar produce un cîmp magnetic \vec{H}_a (cîmpul de anizotropie) asupra magnetizației \vec{M}_s .

$$(4.15) \quad \vec{\Gamma} = \frac{\partial W_K}{\partial \vec{O}} = \vec{P}_S \times \vec{H}_a = \mu_0 \vec{M}_S \times \vec{H}_a$$

Ecuatia mișcării vectorului magnetizației (2.76) se scrie în acest caz:

$$(4.16) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = \mu_0 \gamma [\vec{M} \times (\vec{H}_e + \vec{H}_a)]$$

Cîmpul \vec{H}_a nefiind definit în același moment în mărime și direcție, se poate profita de această nedeterminare pentru a-l scrie sub formă comodă, aceea a unui cîmp demagnetizant fictiv, astfel,

$$(4.17) \quad H_{ax} = -N_{ax}M_x; \quad H_{ay} = -N_{ay}M_y$$

Ca urmare, efectuînd calculele în aceeași manieră ca în § 2.3.2, pulsația de rezonanță dată de formula (2.81) capătă în acest caz forma următoare:

$$(4.18) \quad \omega_0 = \mu_0 \gamma \left\{ [H_e + (N_x + N_{ax} - N_z)M_s] [H_e + (N_y + N_{ay} - N_z)M_s] \right\}^{1/2}$$

Această metodă de rezonanță poate fi utilizată pentru determinarea constantelor de anizotropie. Dăm un exemplu simplu în cazul unui cristal cu anizotropie uniaxială: Notăm cu φ unghiul făcut de magnetizarea de saturație cu axa Oz în direcția căreia se aplică un cîmp exterior H_e ; acest unghi este suficient de mic pentru a scrie:

$$M_z = M_s \cos \varphi \approx M_s; \quad M_x = M_s \sin \varphi \approx M_s \varphi$$

Energia liberă este

$$W_K = K_0 + K \sin^2 \varphi \approx K_0 + K \varphi^2$$

Cuplul dirijat după Oy este

$$\Gamma = -\frac{\partial W_K}{\partial \varphi} = -2K\varphi$$

Conform definiției cîmpului demagnetizant fictiv, (4.17), acest

cuplu se scrie sub forma următoare ținînd seama de (4.15):

$$\mu_0 H_{ax} M_z = -\mu_0 N_{ax} M_x M_z = -\mu_0 N_{ax} M_s^2 \varphi = -2K\varphi$$

de unde

$$(4.19) \quad N_{ax} = N_{ay} = \frac{2K}{\mu_0 M_s^2}$$

Admițînd că eșantionul are o formă sferică, pentru care factorii demagnetizanți sînt egali, $N_x = N_y = N_z = \frac{1}{3}$, pulsația de rezonanță dată de formula (4.18) se scrie, ținînd seama de (4.19) sub forma următoare:

$$(4.20) \quad \omega_0 = \mu_0 \gamma \left(H_e + \frac{2K}{\mu_0 M_s^2} \right),$$

care oferă posibilitatea determinării constantei de anizotropie uniaxială.

Calcule asemănătoare, efectuate în cazul cristalelor cubice, conduc la expresii corespunzătoare pentru ω_0 , care permit determinarea constantelor de anizotropie. Cîmpul demagnetizant fictiv va depinde de direcția cîmpului exterior în raport cu axele cristalografice. Acest fapt se poate deduce din exemplele următoare, în care, pentru simplitate, vom limita expresia energiei libere pentru cristalul cubic la termenii de ordinul patru:

$$(4.21) \quad W_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)$$

cazul H_e paralel cu o axă cuaternară (de exemplu axa [100]), în virtutea simetriei cristalului $N_{ax} = N_{ay}$. Considerăm că vectorul \vec{P}_S este foarte puțin deviat față de direcția lui \vec{H}_e . Astfel, cosinuşii directori ai polarizației \vec{P}_S sînt $\alpha_1 = \cos \varphi$, $\alpha_2 = \sin \varphi$, $\alpha_3 = 0$ și unghiul φ este foarte mic. Expresia energiei libere se scrie:

$$W_K = K_0 + K_1 \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi = K_0 + K_1 \varphi^2$$

Evaluând cuplul Γ în aceeași manieră ca în exemplul precedent, se obțin următoarele valori ale factorilor demagnetizanți fictivi:

$$N_{ax} = N_{ay} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s^2}$$

iar pentru un eșantion sferic (cu factorul demagnetizant de formă egal cu 1/3) pulsația de rezonanță are următoarea expresie:

$$(4.21) \quad \omega_{0[100]} = \mu_0 \gamma \left[H_e + \frac{2K_1}{P_s} \right]$$

Această formulă sugerează posibilitatea realizării rezonanței feromagnetice chiar și în absența cîmpului exterior ($H_e = 0$); dar aceasta numai dacă axa cuaternară este o direcție de ușoară magnetizare și K_1 este pozitiv.

Cazul H_e paralel cu axa binară $[110]$

Cîmpul demagnetizant fictiv este diferit după cum vectorul polarizației \vec{P}_s se abate de la direcția lui \vec{H}_e în planul (001) sau în planul (110) (fig. 4.11).

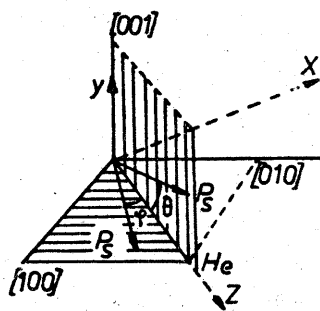


Fig. 4.11

În primul caz, \vec{P}_s face un unghi mic φ cu H_e , în planul (001),

$$\alpha_1 = \cos\left(\frac{\pi}{4} - \varphi\right)$$

$$\alpha_2 = \cos\left(\frac{\pi}{4} + \varphi\right)$$

$$\alpha_3 = 0.$$

Expresia energiei libere (4.21) se scrie

$$W_K = K_0 + K_1 \cos^2\left(\frac{\pi}{4} - \varphi\right) \cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \varphi\right) = K_0 + \frac{K_1}{4} \cos^2 2\varphi.$$

Pentru unghiuri mici această expresie capătă forma

$$W_K = K_0 + \frac{K_1}{4} \varphi^2$$

care conduce la

$$(4.22) \quad N_{ax} = - \frac{2K_1}{\mu_0 M_s^2}$$

În al doilea caz, \vec{P}_s formează un unghi Θ mic cu H_e în planul (110) și

$$\alpha_1 = \cos \Theta \cos \frac{\pi}{4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \Theta = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\Theta^2}{2}\right)$$

$$\alpha_2 = \cos \Theta \sin \frac{\pi}{4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\Theta^2}{2}\right)$$

$$\alpha_3 = \sin \Theta \approx \Theta$$

de unde

$$W_K = K_0 + K_1 \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{\Theta^2}{2}\right)^4 + \Theta^2 \left(1 - \frac{\Theta^2}{2}\right)^2 \right] = \frac{K_1}{4} + \frac{K_1}{2} \Theta^2,$$

și pentru factorul demagnetizant N_{ay} se obține

$$(4.23) \quad N_{ay} = \frac{K_1}{\mu_0 M_s^2}$$

Cu expresiile (4.22) și (4.23) pentru factorii demagnetizanți fictivi, formula (4.18) capătă următoarea formă, în cazul unui eșantion sferic:

$$(4.24) \quad \omega_{s[110]} = \mu_0 \gamma \left\{ \left(H_e + \frac{K_1}{P_s}\right) \left(H_e - \frac{2K_1}{P_s}\right) \right\}^{1/2}$$

Regăsim în paranteză expresia cîmpului de anizotropie

$H_K = 2K_1/P_s$ determinată anterior (§ 4.2.3, 4^o și fig. 4.7) pe curba de magnetizare pentru \vec{H} paralel cu $[110]$.

Se observă că, în acest caz, nu se poate realiza rezonanța feromagnetică în absența cîmpului \vec{H}_e . Efectiv cu $H_e = 0$ și pentru $K_1 \geq 0$ rezultă $\omega_0 < 0$. Această imposibilitate de a realiza rezonanța într-un mod magnetostatic ($H_e = 0$) nu este surprinzătoare deoarece micșorată a axă binară nu poate să constituie o direcție de ușoară magnetizare.

Cazul H_e paralel cu axa ternară $[111]$

Axele O_x și O_y sînt perpendiculare pe \vec{H}_e și, în virtutea simetriei cristalului, $N_{ax} = N_{ay}$. Considerăm că φ este un unghi mic făcut de \vec{P}_s cu direcția $[111]$ în planul (110) ; iar θ este unghiul dintre axa ternară $[111]$ și axa $[001]$.

În acest caz,

$$W_K = K_0 + K \left[\frac{1}{4} \sin^4(\theta + \varphi) + \sin^2(\theta + \varphi) \cos^2(\theta + \varphi) \right] =$$

$$\approx K_0 + K_1 \left[\frac{1}{3} - \frac{2}{3} \theta^2 \right].$$

și

$$N_{ax} \approx -\frac{4}{3} \frac{K_1}{\mu_0 M_s^2}$$

Dacă eșantionul este sferic, frecvența de rezonanță este dată de:

$$(4.25) \quad \omega_{0[111]} = \mu_0 \gamma \left[H_e - \frac{4}{3} \frac{K_1}{P_s} \right]$$

În paranteză cîmpul exterior \vec{H}_e se sumează algebric cu cîmpul de anizotropie

$$H_K = \frac{4}{3} \frac{K_1}{P_s} \quad \text{în direcția } [111].$$

Pentru ca rezonanța să aibă loc cînd $K_1 > 0$, este necesar ca $H_e > \frac{4}{3} \frac{K_1}{P_s}$. În acest caz nu există un mod magnetostatic pentru rezonanța feromagnetică. Dimpotrivă, cînd $K_1 < 0$ și axa ternară este axa de ușoară magnetizare (cazul cristalului de Ni) rezonanța poate fi realizată și în absența unui cîmp exterior ($H_e = 0$) numai datorită cîmpului de anizotropie.

d. Valorile constantelor de anizotropie

Se cunosc numeroase determinări de constante de anizotropie, prin metodele descrise mai înainte, pentru monocristalele de Fe, Ni și Co. Fînd în considerație numai determinările făcute la temperatura ambiantă (~ 300 K), se constată că rezultatele obținute de diferiți autori, adesea nu sînt

suficient de concordante.

Pentru monocristalul de Fe, valorile constantei K_1 sînt relativ coerente; un număr de 10 determinări efectuate de diferiți autori între anii 1933 și 1959, (E. Kneller, 1962) dau valoarea medie

$$K_1 = 4,56 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$$

oscilațiile fiind cuprinse între $(4,21 \text{ și } 4,8) \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$.

Pentru constanta K_2 valorile sînt extrem de dispersate; ele sînt cuprinse între $(-1,7 \text{ și } +2,35) \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$.

Determinări mai îngrijite efectuate de C.D. Graham (1959), prin metoda cuplului de torsiune, dau pentru Fe, valorile

$$K_1 = (4,8 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ J/m}^3; \quad K_2 = (0,0 \pm 0,9) \cdot 10^4 \text{ J/m}^3.$$

Cu aceste determinări rezultă pentru cîmpul de anizotropie H_K următoarea valoare, considerînd că $P_s = \mu_0 M_s = 2,18$ Tesla

$$H_K = \frac{2K_1}{P_s} = 4,4 \cdot 10^4 \text{ A/m} = 550 \text{ Oe}.$$

Pentru monocristalul de Ni valorile constantei K_1 obținute într-un număr de 15 determinări prin diferite metode, se etalează între $-3,44 \cdot 10^3$ și $-5,9 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ (Kneller 1962); media lor fiind

$$K_1 = -4,8 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3.$$

Anizotropia nichelului este mai slabă decît a fierului și negativă, direcția de ușoară magnetizare fiind axa ternară $[111]$. Acestei energii K_1 îi corespunde cîmpul de anizotropie (c.f. § 4.2.3, 5°)

$$H_K = -\frac{4}{3} \frac{K_1}{P_s} = 10^4 \text{ A/m} = 125 \text{ Oe}$$

cu $P_s = 0,64$ Tesla.

Constanta K_2 este pozitivă și de același ordin de mărime.

Pentru monocristalul de Co valorile constantei K_1 oscilează

între $5,28 \cdot 10^5$ și $3,98 \cdot 10^5$ J/m³, valoarea medie fiind

$$K_1 = 4,38 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3 \text{ la}$$

iar pentru K_2 rezultatele determinărilor sînt mai dispersate (între $0,95$ și $1,90$) 10^5 J/m³) și dau valoarea medie:

$$K_2 = 1,35 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3.$$

Anizotropia cobaltului, (ca de altfel a tuturor cristalelor uniaxiale), este cu un ordin de mărime mai mare decît a cristalului cubic de Fe. Cîmpul de anizotropie corespunzător, cristalului cu anizotropie uniaxială este, (cf. § 4.2.3, 5^o)

$$H_K = \frac{2K_1}{P_s} = 4,89 \cdot 10^5 \text{ A/m} = 6100 \text{ Oe}$$

cu $P_s = 1,79 \text{ T}$.

e. Variația termică a energiei de anizotropie

Figura 4.12 dă variația termică a constantelor de anizotropie K_1 și K_2 ale cristalului de Fe determinată de Bozorth (1937) pe baza datelor experimentale obținute de Honda, Matsumoto și Kaya (1936).

Constanta $K_1(T)$ poate fi reprezentată în funcție de magnetizație cu o aproximație satisfăcătoare, prin relația:

$$K_1(T) = K_1(0) \left[\frac{P_s(T)}{P_s(0)} \right]^{10}$$

În cazul monocristalului de Ni, constantele K_1 și K_2 variază rapid cu temperatura (Fig. 4.12, b).

Negativă pînă la 400 K, constanta K_1 devine pozitivă la temperaturi mai înalte.

Fig. 4.12 c dă variația termică a constantelor de anizotropie ale monocristalului de Co, după Sucksmith și Thompson (1954), în domeniul temperaturilor în care cristalul de Co își păstrează structura hexagonal compactă ($T < 660 \text{ K}$) și în domeniul temperaturilor mai înalte în care cristalul de Co

prezintă structura c.f.c.

În acest paragraf (§ 4.2), relativ la energia de anizo-

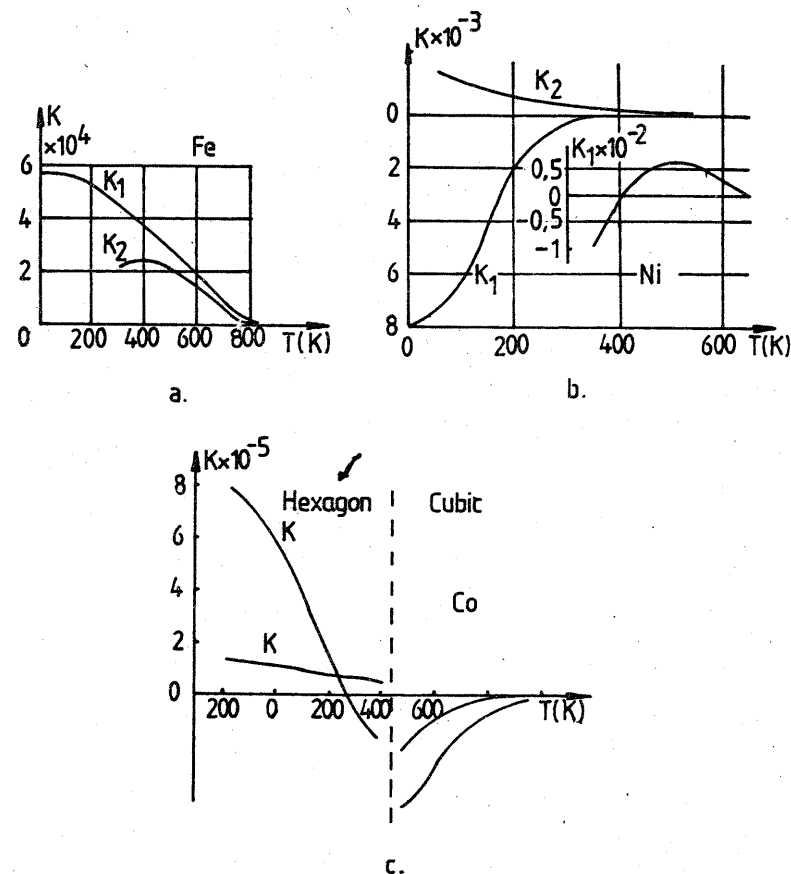


Fig. 4.12

tropie magnetoeristalină, nu s-a ținut seama de contribuția tensiunilor mecanice la energia liberă a cristalului feromagnetic. Tensiunile mecanice în cristale pot fi provocate fie de

modificarea stării magnetice a substanței (fenomenul de magnetostricțiune) fie de acțiunea unor forțe mecanice exterioare aplicate cristalului. Deformarea rețelei cristalului, ca efect al acestor tensiuni, antrenează interacțiuni magnetice suplimentare între atomi, interacțiuni care vor trebui să fie luate în considerare la evaluarea condițiilor de echilibru și de stabilitate a magnetizării cristalului. Fenomenul de magnetostricțiune condiționează apariția în cristal a unei enerгии de deformare magnetostriktivă iar tensiunile exterioare, apariția unei enerгии magnetoelastice.

În cele ce urmează se va vedea că aceste energii sînt, la rîndul lor funcții de direcția magnetizării sau a tensiunilor în raport cu axele cristalografice și se adaugă la energia de anizotropie magnetocristalină.

4.3. Energia de deformare magnetostriktivă

4.3.1. Generalități. Definiții

Aspectele macroscopice ale fenomenului de magnetostricțiune și interpretarea lor termodinamică au fost prezentate în § 1.4.2. Efectiv, modificarea stării magnetice a unui corp feromagnetic se traduce prin modificarea formei și a dimensiunilor acestuia. Dar modificarea stării magnetice poate fi provocată în două moduri diferite: a) răcind substanța de la temperatură mai înaltă decît temperatura Curie la temperaturi mai coborîte, în absența unui cîmp magnetic exterior (trecere de la starea paramagnetică); b) aplicînd un cîmp magnetic substanței aflate la o temperatură dată inferioară temperaturii Curie. În primul caz (a) deformarea solidului se produce odată cu apariția magnetizării spontane, cînd temperatura lui trece prin T_C și acest fenomen se numește magnetostricțiune spontană.

În al doilea caz (b), prin aplicarea unui cîmp magnetic, la $T < T_C$, se produce în principal o deformare direcțională a solidului (magnetostricțiunea liniară).

Pentru explicarea fenomenului de magnetostricțiune spontană, considerăm un model de feromagnetic sub formă de sferă, avînd un volum suficient de mic pentru ca aceasta să constituie un domeniu unic de magnetizare spontană, în sensul lui P. Weiss (un monodomeniu). În cursul răcirii temperatura sferei trece prin punctul Curie, T_C , la care, odată cu modificarea discontinuă a stării magnetice (de la starea paramagnetică la starea feromagnetică), se produce o modificare corespunzătoare a măririi energiei de schimb. Prin natura sa energia de schimb este isotropă și, prin urmare, variația ei trebuie să producă o deformare uniformă a sferei, în toate direcțiile, adică o variație a razei sferei. Conform datelor experimentale volumul sferei trebuie să se mărească în cazul Fe și Co și trebuie să se micșoreze în cazul Ni. Calitativ, acest fapt poate fi explicat: Variația volumului este în relație directă cu energia interacțiunilor de schimb, W_s (cf. formulei 3.99, $W_s = -2 \sum_{i,j} J_{ij} (\vec{S}_i \vec{S}_j)$). Această energie tinde să se micșoreze (fapt pentru care integrala de schimb J trebuie să se mărească, deoarece J este pozitiv iar în partea dreaptă a ecuației se află semnul minus). Variația lui J cu volumul, respectiv, cu distanța interatomică a , este ilustrată în fig. IV.14 (această figură este analogă figurii III.9).

Presupunem că în vecinătatea temperaturii Curie distanța dintre atomi este a_1 . La apariția feromagnetismului, W_s se micșorează, J se mărește, și această distanță capătă valori $a_2 > a_1$; volumul sferei se mărește (Fig. IV.13.a cercul 2). Acesta este cazul fierului, cobaltului și al unor aliaje cu

magnetostricțiune pozitivă. În cazul nichelului faptele se petrec invers; volumul sferei, în cursul răcirii prin T_C se micșorează deoarece valoarea lui J pentru Ni se află la dreapta maximului de pe fig. IV.14. Creșterea valorii lui J , (micșorarea lui W_g) se produce odată cu micșorarea distanței a ; diametrul sferei (cercul 2) este mai mic decât cel inițial corespunzător temperaturii T_C (cazul 1), (Fig. IV.13.b). Dar în cristalul feromagnetic repartiția forțelor magnetoecristaline este anizotropă și modificarea stării magnetice are loc în mod diferit după axe cristalografice diferite. În consecință deformările produse de aceste modificări de stare vor fi diferite; cu precădere, ele vor fi mai mari în direcția axei de ușoară magnetizare. Rezultă că sfera monodomenică se transformă într-un elipsoid (fig. IV.13, a, b cercul 3).

Să examinăm acum fenomenul de magnetostricțiune spontană în cazul unei sfere feromagnetice cu structură de multidomenii. Este natural să se presupună că la trecerea prin temperatura Curie (în cursul răcirii) se modifică raza sferei, respectiv volumul ei, dar forma nu se modifică; aceasta, deoarece direcțiile în care se produc deformările magnetostriective ale tuturor domeniilor sînt egal probabile. De aceea magnetostricțiunea spontană poate fi considerată ca o magnetostricțiune volumică și notată ca variația relativă a volumului $\Delta V/V$.

În figura IV.15 s-a reprezentat schematic fenomenul de magnetostricțiune în cazul modelului considerat al sferei feromagnetice cu structură de multidomenii. Figura IV.15 a, reprezintă echilibrul sferic la temperaturi mai înalte decât punctul Curie, $T > T_C$; cerulețele din interior reprezintă regiuni care, după ce vor traversa temperatura T_C în cursul răcirii,

vor deveni domenii de magnetizare spontană; în acest caz magne-

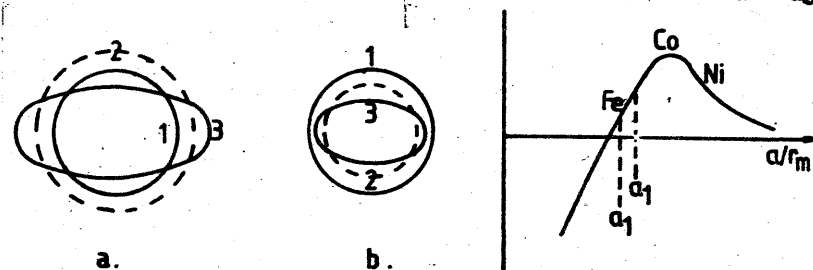


Fig. IV.13

Fig. IV.14

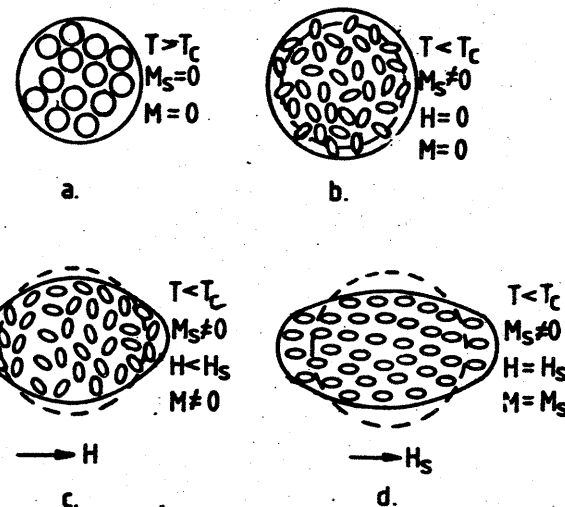


Fig. IV.15

tizația spontană este nulă, ($M_S = 0$) iar magnetizația sferei este de asemenea nulă ($M = 0$). Fig. IV.15 b, simulează echilibrul, după răcire la temperaturi inferioare temperaturii T_C ; acum apare magnetizația spontană ($M_S \neq 0$) dar magnetizația ansamblului este nulă ($M = 0$) datorită orientării întâmplătoare a momentelor magnetice ale domeniilor, în absența câmpului exterior ($H = 0$). Domeniile au forma elipsoidală datorită magnetostricțiunii spontane. Ca urmare raza sferei s-a mărit dar forma sferică a echilibrului nu s-a modificat.

Fenomenul de magnetostricțiune provocat de acțiunea unui cîmp magnetic exterior H , la temperaturi inferioare temperaturii Curie, se explică prin aceea că, sub acțiunea acestui cîmp, apare un moment magnetic resultant în direcția lui \vec{H} . Acest fapt antrenează o modificare a interacțiunilor magnetice și o de mare a rețelei cristaline. Prin aceasta, volumul eșantionului magnetizat se modifică puțin dar mult mai sensibil se modifică dimensiunile sale liniare. Din această cauză, fenomenul de magnetostricțiune care apare sub acțiunea unui cîmp magnetic exterior, poate fi considerat ca o magnetostricțiune liniară, $\lambda = \delta l / l$. Figura IV.15.c, simulează fenomenul de magnetostricțiune liniară; eșantionul inițial sferic, supus cîmpului exterior H se magnetizează. Ca efect al magnetostricțiunii, forma eșantionului s-a modificat iar volumul a rămas practic cel inițial.

Cînd cîmpul H este suficient pentru a satura materialul ($H=H_s$) deformăția liniară este maximă Fig. IV.15.a. Magnetostricțiunea atinge o limită numită magnetostricțiune de saturație.

O teorie a magnetostricțiunii trebuie să țină seama nu numai de energia de cuplaj anizotropic dintre atomi ci și de variația acestei energii cu distanța atomică. Forma matematică a acestor interacțiuni este însă prea puțin cunoscută astfel încît mecanismul microscopic al fenomenului de magnetostricțiune este departe de a fi total explicat. În momentul de față nu există decît teorii fenomenologice ale magnetostricțiunii, în care forțele anizotrope sînt introduse a priori, teorii dezvoltate de R.Becker (1939), N.S. Akulov (1931 și mai recent de L.Néel (1954).

4.3.2. Constantele de magnetostricțiune ale monocristalelor

Pentru a evalua energia de deformăție magnetostriktivă este convenabil să definim mai întîi constantele de magnetostricțiune. Limitîndu-ne numai la magnetostricțiunea liniară, aceste constante reprezintă variația relativă a dimensiunilor solidului și se notează cu

$$\lambda = \frac{\delta l}{l}$$

Deformațiile liniare, datorate magnetostricțiunii sînt relativ slabe, ($\lambda \sim 10^{-5} - 10^{-6}$); ele depind de intensitatea cîmpului și, în anumite cazuri, pot chiar să-și schimbe semnul în funcție de cîmp, dar în final ating o valoare de saturație λ_s , la rîndul ei dependentă de direcția cîmpului în raport cu axele cristalografice.

a. Cazul magnetostricțiunii izotrope

Considerăm un solid feromagnetic care prezintă o magnetostricțiune izotropă și al cărui volum nu se modifică în timpul magnetizării sale în cîmpul exterior H . Pentru simplificare să considerăm că solidul este constituit din monodomenii sferice (fiecare avînd diametrul D), care, în prezența magnetizării spontane M_s au suferit o deformăție fig.IV.16. Dacă se măsoară diametrul sferei (după deformăție), într-o direcție care formează unghiul φ cu direcția magnetizării se găsește într-o primă aproximație:

$$(4.26) \quad l = D + \delta \cos^2 \varphi$$

Cînd solidul, constituit din astfel de domenii, este în stare demagnetizată, orientările vectorilor M_s în domeniile ansamblului sînt distribuite la întîmplare, și împreună cu acestea, și direcțiile de deformare spontană. În acest caz, diametrul mediu, per domeniu, este dat de relația:

$$(4.27) \quad l_0 = D + \delta \overline{\cos^2 \varphi} = D + \frac{\delta}{3}$$

Cînd solidul este magnetizat la saturație (în direcția de observare) $\cos \varphi = 0$ și

$$(4.28) \quad l_s \approx D + \delta.$$

În virtutea relațiilor (4.26-4.28) se poate ex-

prima magnetostricțiunea $\lambda = \frac{l - l_0}{l_0}$ în direcția de observație (în care se aplică un câmp $H < H_s$), în funcție de magnetostricțiunea de saturație

$$\lambda_s = \frac{l_s - l_0}{l_0} \text{ (cînd } H = H_s \text{);}$$

raportul lor,

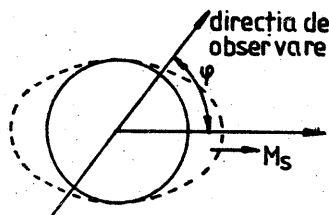


Fig. IV.16

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = \frac{l - l_0}{l_s - l_0},$$

dă,

$$(4.29) \quad \lambda = \frac{3}{2} \lambda_s (\cos^2 \varphi - \frac{1}{3}).$$

b. Cazul magnetostricțiunii anizotrope

Prezentăm mai întâi faptele experimentale privind fenomenul de magnetostricțiune liniară în cazul monocristalelor feromagnetice.

Figurile IV.17, IV.18, IV.19, dau alungirea relativă, în funcție de câmp în direcțiile cristalografice principale pentru monocristalul de Fe (S.Kaya și H.Takaki, 1936) pentru monocristalul de Ni (Masiyama 1927) și pentru monocristalul de Co (Nishiyama, 1933).

Se constată că, pentru toate valorile câmpului magnetizant H , cristalele de Ni și Co suferă o contracție oricare ar

direcțiile cristalografice în care acționează câmpul \vec{H} . În cazul cristalului de Fe fenomenul de magnetostricțiune este mai complicat. Se observă o dilatație în direcția $[100]$ și o contracție în direcția $[111]$; în direcția $[110]$ se observă o dilatație în câmpuri slabe și o contracție în câmpuri apropiate de valoarea de saturație H_s .

Rezultă că λ este o funcție de direcție pentru fiecare cristal anizotrop și depinde de intensitatea de magnetizare și implicit de câmpul magnetizant. Formula (4.29) nu este aplicabilă în cazul cristalelor anizotrope. Pentru cristalele cu simetrie cubică expresia constantei de magnetostricțiune, λ , a fost determinată de Akulov (1928), Becker și Doring (1939). Considerînd că direcțiile vectorilor magnetizației \vec{M} și câmpului magnetizant \vec{H} sînt definite în raport cu axele cristalografice prin cosinuşii directori $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ pentru \vec{M} și $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ pentru \vec{H} , acești autori obțin pentru λ , o expresie de forma următoare,

$$(4.30) \quad \lambda = a_1(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3}) + 2a_2(\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3)$$

în care coeficienții a_1 și a_2 se determină astfel:

Cînd \vec{H} este paralel cu direcția $[100]$, $\alpha_1 = \beta_1 = 1$ iar $\alpha_2 = \alpha_3 = \beta_2 = \beta_3 = 0$.

Formula (4.30) dă, pentru $H = H_s$ (câmpul de saturație)

$$\lambda_{[100]} = a_1(1 - \frac{1}{3}) = \frac{2}{3} a_1, \quad a_1 = \frac{3}{2} \lambda_{[100]}$$

Cînd \vec{H} este paralel cu direcția $[111]$, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}$, și formula (4.30) se scrie pentru cazul saturației ($H = H_s$)

$$\lambda_{[111]} = \frac{2}{3} a_2 \quad \text{și} \quad a_2 = \frac{3}{2} \lambda_{[111]}$$

Cu aceste valori ale constantelor a_1 și a_2 se obține următoarea expresie pentru magnetostricțiunea liniară

$$(4.31) \quad \lambda = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\sum_i \alpha_i^2 \delta_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} \sum_i \sum_j \alpha_i \alpha_j \delta_i \delta_j$$

în care $i, j = 1, 2, 3 \dots$ iar λ_{100} și λ_{111} sînt constantele de magnetostricțiune care dau deformația relativă a cristalului cubic în direcțiile $[100]$ și $[111]$ la saturație magnetică. Curbele din fig. IV.17 sugerează următoarele valori ale constantelor

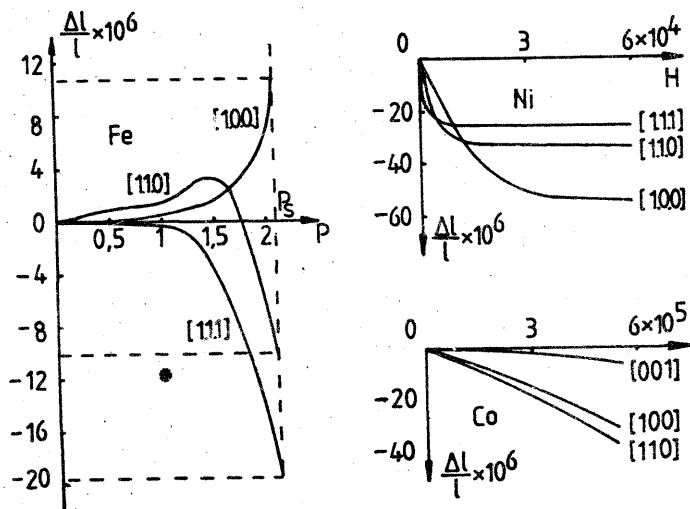


Fig. IV.17

de magnetostricțiune la saturație.

$$\begin{aligned} \text{Pentru Fe} \quad \lambda_{100} &= 10,7 \cdot 10^{-6} & \lambda_{111} &= -18,8 \cdot 10^{-6} \\ \text{Ni} \quad \lambda_{100} &= -50 \cdot 10^{-6} & \lambda_{111} &= -20 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

Formula (4.29) se regăsește ca un caz particular al formulei (4.31) corespunzător magnetostricțiunii izotrope

$$\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s \quad \text{și} \quad \cos \theta = \alpha_1 \delta_1 + \alpha_2 \delta_2 + \alpha_3 \delta_3$$

Densitatea volumică a energiei de deformație magnetostriktivă este dată de formula

$$(4.32) \quad W_\lambda = \frac{E \lambda_s^2}{2}$$

în care E reprezintă modelul lui Young considerat aici, izotrop.

Suma energiilor de anizotropie magnetocristalină W_K și de deformație magnetostriktivă W_λ , este numită energia totală de anizotropie magnetică W_a :

$$(4.33) \quad W_a = W_K + W_\lambda$$

Efectiv, anizotropia unui monocristal este determinată de anizotropia cristalografică intrinsecă și de contribuția magnetostricțiunii. Magnetostricțiunea are un efect considerabil asupra valorilor măsurate ale constantelor de anizotropie introduse în expresia energiei magnetocristaline W_K (formula 4.2). La stabilirea acestei formule s-a presupus că dimensiunile rețelei cristaline sînt constante, în timp ce ineluctabilitatea efectului magnetostricțiunii, ne obligă să măsurăm constantele de anizotropie la un cristal a cărui rețea este deformată sub influența cîmpului magnetic. Într-o primă aproximație, corecția care trebuie să fie adusă constantelor de anizotropie magnetocristalină, în cazul unui cristal cubic este de forma:

$$(4.34) \quad \Delta W_K = \Delta K (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)$$

în care ΔK depinde de constantele de magnetostricțiune λ (Kittel, 1949). Pentru Fe, $\Delta K = 75 \text{ J/m}^2$, $K_1 \approx 4,5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$

și $\Delta K/K_1 \approx 10^{-3}$; prin efectul magnetostricțiunii constanta de anizotropie K_1 a cristalului de Fe suferă o variație de 0,1 %. Pentru Ni, $\Delta K \approx 2 \cdot 10^2 \text{ J/m}^3$, $K_1 \approx -5 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ și $\Delta K/K_1 \approx 4 \cdot 10^{-2}$; modificarea constantei de anizotropie K_1 a cristalului de Ni cu 4 % este mai mare cu un ordin de mărime decât a cristalului de Fe. Problema magnetostricțiunii materialelor feromagnetice policristaline este prezentată într-un amplu memoriu de R.R. Birss (1959). În principiu, cunoscându-se valorile $\lambda_{[ijk]}$ pentru diferite direcții ale unui monocristal se poate evalua valoarea medie $\bar{\lambda}$ pentru substanța policristalină, admitînd că toate microcristalele sînt orientate la întîmplare. Calculele dau, pentru magnetostricțiunea de saturație a Ni și Fe policristalin, următoarele valori medii

$$\bar{\lambda}_{\text{Fe}} = -6,4 \cdot 10^{-6} \quad \text{și} \quad \bar{\lambda}_{\text{Ni}} = -37,3 \cdot 10^{-6},$$

în timp ce măsurările directe dau valori destul de apropiate de cele calculate,

$$\lambda_{\text{Fe}} = -8 \cdot 10^{-6} \quad \text{și} \quad \lambda_{\text{Ni}} = -40 \cdot 10^{-6},$$

în pofida tensiunilor interne neregulate din corpurile policristaline, care pot să modifice sensibil magnetostricțiunea (cum se vede de exemplu în fig. I.38).

4.3.3. Variația termică a magnetostricțiunii

Constantele de magnetostricțiune ale fierului și nichelului variază cu temperatura, cum se vede în figura IV.18 (Takaki (1937) pentru Fe, și Corner și Hunt (1955) pentru Ni), valorile acestor constante tind către zero cînd temperatura se apropie de punctul Curie T_C .

Această variație este însă mult mai lentă decât cea a constantelor de anizotropie, fapt care pînă în prezent nu-și găsește

o explicație teoretică satisfăcătoare.

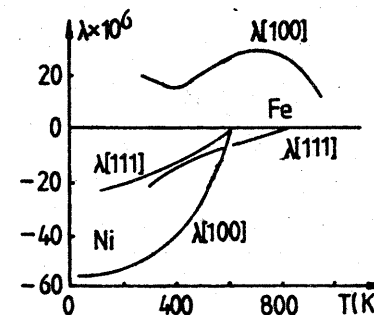


Fig. IV.18

4.4. Energia magnetoelastică

Faptele experimentale au fost prezentate în § 1.4.1. Tensiunile mecanice aplicate unui corp feromagnetic produc o modificare a curbelor de magnetizare. Este ușor de imaginat că tensiunile externe (tracțiune, comprimare) afectează direcțiile de magnetizare ale domeniilor feromagnetice prin intermediul magnetostricțiunii. Efectiv este vorba de un efect magnetostric-tiv invers: Provoacă o deformare a solidului și obținem o modificare a magnetizării lui în timp ce, în fenomenul de magnetostricțiune, provocăm o variație a magnetizării solidului și obținem o deformare a acestuia. Pentru a evalua energia magnetoelastică datorată tensiunilor externe, să considerăm

mai întâi un solid cu magnetostricțiune izotropă, (cu toate că strict vorbind în cristalele feromagnetice acest caz nu poate fi realizat niciodată). Constanta de magnetostricțiune a unui solid cu magnetostricțiune izotropă este dată de formula (4.29). Supunem solidul unei tensiuni mecanice constante σ ; ca urmare lungimea l_0 a solidului, în direcția tensiunii σ variază cu dl . Variația energiei $-\sigma dl/l_0 = -\sigma d\lambda$ este echivalentă cu cea pe care ar trebui s-o producă solidul, prin efectul magnetostricțiunii, când acesta este magnetizat în direcția l_0 . Această energie potențială de tensiune, numită energie magnetoelastică, este dată de următoarea relație, în cazul materialului magnetizat la saturatie:

$$(4.35) \quad W_\sigma = -\sigma \int_{l_0}^{l_s} \frac{dl}{l} = -\sigma \int_0^{\lambda_s} d\lambda$$

Dar, în virtutea relației (4.29),

$$d\lambda = -3 \lambda_s \sin\varphi \cos\varphi d\varphi = \frac{3}{2} \lambda_s d(\cos^2\varphi)$$

astfel că, după integrare, expresia energiei magnetoelastice, pentru un solid cu magnetostricțiune izotropă (4.35), capătă forma următoare,

$$(4.36) \quad W_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2\varphi$$

în care φ este unghiul dintre magnetizație și direcția tensiunii σ .

În cazul materialelor cu magnetistricțiune anizotropă se obțin expresii mai complicate. Pentru un cristal cubic, supus unei tensiuni exterioare omogene σ a cărei direcție în raport cu axele cristalului este definită prin cosinuzii directori $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ sau prin componentele $\sigma_{ij} = \sigma \beta_i \beta_j$ iar orientarea magnetizației în raport cu aceleași axe este dată

de cosinuzii directori $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, Becker și Düring (1939) obțin următoarea expresie pentru energia magnetoelastică:

$$(4.37) \quad W_\sigma = -\frac{3}{2} \sigma \left[\lambda_{100} \sum_i \alpha_i^2 \beta_i^2 + 2 \lambda_{111} \sum_i \alpha_i \beta_i \right]$$

în care $i, j = 1, 2, 3$ și $\lambda_{100}, \lambda_{111}$ sînt constantele de magnetostricțiune la saturație în direcțiile $[100]$ și $[111]$. În cazul unei anizotropii magnetostrictive slabe, care poate fi asemănător cu cel al unei magnetostricțiuni izotrope, $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$, formula (4.37) capătă forma următoare, adeseori utilizată

$$(4.38) \quad W_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2\varphi$$

în care $\cos\varphi = \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \alpha_3 \beta_3$ reprezintă unghiul dintre \vec{M}_s și $\vec{\sigma}$. Regăsim astfel formula (4.36) care a fost dedusă în aceeași ipoteză.

Dacă tensiunile sînt suficient de intense, energia magnetoelastică poate fi de ordinul de mărime sau mai mare decît energia de anizotropie W_a și, în acest caz, direcțiile de ușoară magnetizare nu vor mai fi determinate de axele cristaline ci de repartiția tensiunilor interne.

Pentru exemplificare să admitem cazul unui cristal cu magnetostricțiune slabă, magnetizat la saturație, supus unei tensiuni omogene σ , astfel încît energia magnetoelastică să fie dominantă ($W_\sigma \gg W_a$). Neglijînd energia de anizotropie W_a , energia totală a cristalului este suma energiei magnetoelastice cu energia cîmpului magnetizant $W_M = -(\vec{P}_s \cdot \vec{H})$:

$$W_T = W_\sigma + W_M$$

Aplicînd cîmpul \vec{H} în direcția tensiunii σ , această energie se scrie:

$$(4.39) \quad W_T = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi - P_s H \cos \varphi$$

in care φ reprezintă unghiul dintre direcția tensiunii $\vec{\sigma}$ (respectiv a cîmpului \vec{H}) și direcția polarizației de saturație \vec{P}_s .

Echilibrul magnetic necesită să fie satisfăcută condiția de minim al energiei totale, $\partial W_T / \partial \varphi = 0$, sau

$$(4.40) \quad 3 \lambda_s \sigma \cos \varphi + P_s H = 0$$

Polarizația magnetică observată în direcția cîmpului magnetizant este

$$(4.41) \quad P = P_s \cos \varphi$$

Formulele (4.40) și (4.41) dau următoarea relație

$$H = -3 \lambda_s \sigma \frac{P}{P_s^2} = -3 \lambda_s \sigma \frac{M}{\mu_0 M_s^2},$$

care permite determinarea susceptibilității magnetice

$$(4.42) \quad k = \frac{M}{H} = -\frac{\mu_0 M_s^2}{3 \lambda_s \sigma}$$

Dar în cazul substanțelor feromagnetice $k > 0$, și deci este necesar ca în relația (4.42) produsul $\lambda_s \sigma$ să fie negativ ($\lambda_s \sigma < 0$). Diagramele polare ale energiei magnetoelastice, reprezentînd suprafețele de egală energie, au forma indicată în fig. IV.19, după cum constanta de magnetostricțiune este pozitivă sau negativă; aceste diagrame corespund expresiei (4.38).

Dacă $\lambda > 0$, direcția de ușoară magnetizare este direcția de aplicare a tracțiunii; astfel, dacă se aplică un cîmp magnetic paralel cu această direcție, și variabil ca sens, magnetizarea va avea loc după un ciclu de histeresis rectangular, ca în cazul eşantionelor de permalloy supuse la tensiuni mecanice (fig. IV.20a).

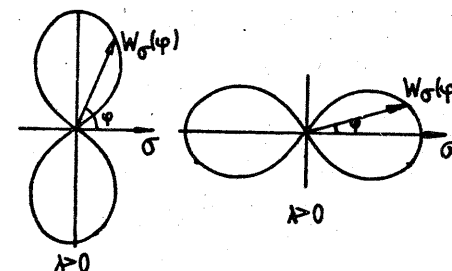


Fig. IV.19

Dacă, dimpotrivă $\lambda < 0$, direcția de ușoară magnetizare este perpendiculară pe $\vec{\sigma}$ și, cînd se aplică un cîmp \vec{H} paralel cu σ , magnetizarea se produce prin rotație progresivă în direcția cîmpului și ciclul de histeresis este foarte aplatizat, ca în cazul eşantionului de Ni sub tensiune (fig. IV.20.b).

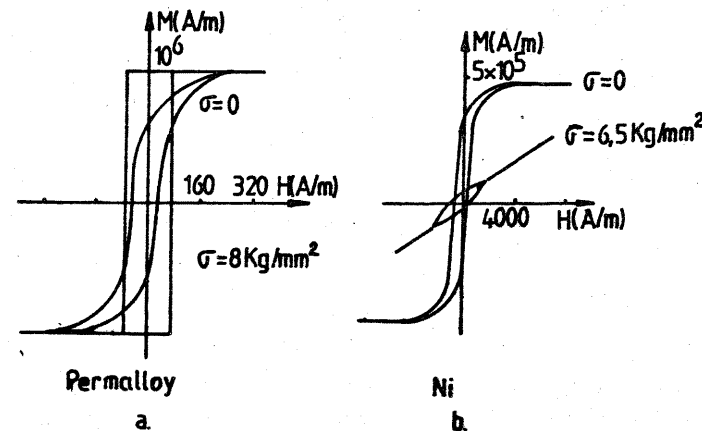


Fig. IV.20

În cazul Ni, direcția de ușoară magnetizare este $[111]$ și magnetostricțiunea este negativă. Când magnetizarea este dirijată după $[111]$, energia magnetoelastică se scrie

$$W_{\sigma} = -\frac{3}{2} \lambda_{111} \sigma \cos^2 \varphi = +\frac{3}{2} |\lambda_{111}| \sigma \cos^2 \varphi$$

Pentru ca ea să fie de ordinul de mărime al energiei de anisotropie este necesar ca

$$\frac{3}{2} |\lambda_{111}| \sigma \approx K_1$$

Cu valorile $K_1 = -4,8 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$, $\lambda_{111} = -20 \cdot 10^{-6}$, această egalitate poate fi satisfăcută dacă σ este de ordinul 160 N/mm^2 , ceea ce reprezintă un ordin de mărime rezonabil.

În cazul Fe, pentru ca W_{σ} să fie de ordinul de mărime al energiei W_K , se găsește (cu $K_1 = 4,5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ și $\lambda_{111} = -10,7 \cdot 10^{-6}$), că σ trebuie să fie de ordinul $3 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^2$, deci cu un ordin de mărime mai mare decât în cazul Ni. În concluzie, comportările fierului și a nichelului sînt foarte diferite; în cazul fierului este predominantă anizotropia cristalină, în timp ce în cazul nichelului predomină tensiunile interne.

4.5. Energia magnetostatică (energia cîmpului demagnetizant de formă)

Problema energiei puse în joc în procesul de magnetizare a substanțelor feromagnetice și, implicit, a energiei cîmpului demagnetizant dependent de forma solidului, a fost dezvoltată pe larg în Partea V, § 1.8.6 (C. Păpușoi, 1980). Efectiv, un cristal feromagnetic, supus unui cîmp magnetic exterior uniform \vec{H} , se polarizează, creînd la rîndul lui un cîmp demagnetizant \vec{H}_d , opus cîmpului magnetizant. Proprietățile magnetice ale cristalului sînt sensibil influențate de cîmpul magnetic intern.

$$(4.43) \quad \vec{H}_i = \vec{H} - \vec{H}_d$$

Cîmpul demagnetizant poate fi estimat, într-o primă aproximație ca fiind proporțional cu magnetizația \vec{M} , și dirijat în sens opus acesteia. În cazul saturației magnetice

$$(4.44) \quad \vec{H}_d = -N\vec{M}_s = -\frac{NP_s}{\mu_0}$$

N reprezintă factorul demagnetizant; el depinde de forma solidului și este o mărime tensorială, iar $P_s = \mu_0 M_s$ reprezintă polarizația magnetică de saturație. Topografia cîmpului demagnetizant depinde efectiv de forma solidului. În acest cîmp demagnetizant este stocată o energie, numită, energie magnetostatică; expresia acestei energii a fost stabilită în Partea I-a § 1.8.6., (formula 1.130). Notăm cu W_D densitatea volumică a acestei energii datorate cîmpului demagnetizant:

$$(4.45) \quad W_D = -\frac{1}{2} (\vec{H}_d \cdot \vec{P}_s)$$

Ținînd seama de (4.44),

$$(4.46) \quad W_D = \frac{1}{2 \mu_0} NP_s^2$$

Dacă se notează cu N_1, N_2, N_3 componentele tensorului demagnetizării N și cu $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ cosinuşii directori ai polarizației \vec{P}_s într-un cristal cubic, expresia (4.46) capătă forma următoare

$$(4.47) \quad W_D = \frac{1}{2 \mu_0} P_s^2 (N_1 \alpha_1^2 + N_2 \alpha_2^2 + N_3 \alpha_3^2)$$

În cazul solidelor feromagnetice sub formă de sferă, factorul demagnetizant este constant: $N_1 = N_2 = N_3 = 1/3$. În cazul prismei și cilindrului feromagnetic factorul demagnetizant depinde de dimensiunile longitudinale și transversale și, în funcție de acestea, valorile lui N sînt tabelate. Solidele sub formă de elipsoid triaxial, sau de elipsoid de revoluție se

magnetizează uniform într-un câmp magnetic uniform; valorile factorului demagnetizant sînt constante pentru orice punct din interiorul elipsoidului și sînt tabelate în funcție de raportul lungărilor axelor (Partea I, Tabel 1, p.54, C.Păpușoi 1980). În particular, expresia energiei magnetostatice în cazul unui elipsoid de revoluție cu axa mare $2a$ și axa mică $2b$ este

$$(4.48) \quad W_D = \frac{1}{2\mu_0} P_s^2 (N_a \cos^2 \varphi + N_b \sin^2 \varphi)$$

în care s-a notat $N_1 = N_a$, $N_2 = N_3 = N_b$, $\alpha_1 = \cos \varphi$, $\alpha_2 = \alpha_3 = \sin \varphi$.

4.6. Energia câmpului magnetizant

Situat în câmpul magnetic \vec{H} , cristalul feromagnetic posedă o energie potențială magnetică a cărei densitate volumică este

$$(4.49) \quad W_M = -(\vec{P}_s \vec{H}) = -P_s H \sum \alpha_i \beta_i$$

În această formulă s-a notat cu α_i cosinuşii directori ai polarizărilor magnetice \vec{P}_s și cu β_i cosinuşii directori ai câmpului magnetizant în raport cu axele cristalografice.

4.7. Energia totală în cristalul feromagnetic și condiția de stabilitate feromagnetică

Densitatea volumică a energiei totale W_T a cristalului feromagnetic se exprimă ca suma tuturor densităților de energie dependente de cosinuşii directori

$$(4.50) \quad W_T = W_K + W_\lambda + W_S + W_D + W_M$$

În această expresie nu s-a ținut seama de energia de schimb, deoarece prin natura sa ea este izotropă și, ca urmare, ea nu influențează asupra alurii curbei de magnetizare după

diferite direcții de aplicare a câmpului magnetizant. Din același motiv, în expresiile energiilor componente nu este necesar să se ia în considerație termenii care nu depind de cosinuşii directori, de exemplu coeficientul K_0 din formulele (4.2) și (4.3).

Dacă se cunoaște W_T se poate rezolva problema condițiilor de stabilitate a stării magnetice a cristalului, înțelegînd prin aceasta, determinarea pozițiilor de echilibru stabil

ale vectorului \vec{M}_s

în raport cu axele cristalografice, în circumstanțe date:

(câmp magnetic \vec{H} , tensiuni σ , forma solidului N (factor de formă) etc.). Pornind de la principiul minimului energiei libere, aceste condiții pot fi reprezentate sub forma a trei ecuații

$$(4.51) \quad \frac{\partial W_T}{\partial \alpha_i} = 0$$

în care α_i sînt cosinuşii directori în raport cu cele trei axe de coordonate.

Este necesar de asemenea să se ia în considerație faptul că α_i sînt legați între ei prin condiția

$$(4.52) \quad \sum \alpha_i^2 = 1$$

Ecuațiile (4.51) permit să se determine numai valorile extreme ale energiei W_T . Pentru rezolvarea problemei stabilității feromagnetice este necesar să se ia în considerație numai valorile minime ale energiei și aceasta implică satisfacerea condiției

$$(4.53) \quad \frac{\partial^2 W_T}{\partial \alpha_i^2} > 0$$

Aplicarea acestui procedeu ne-a permis să determinăm prin calculul curbele de magnetizare ale monocristalului de Fe (§ 4.2.3.,⁴⁰ și fig. IV.4.a), admitînd că, dintre toate formele de energie descrise aici, predomină net numai energia magnetocristalină. S-a determinat, cu această ocazie, un cîmp coercitiv de ordinul 10^4 A/m. Această valoare este cu mult superioară valorii cîmpului coercitiv determinat prin măsurări directe în cazul fierului policristalin sau în cazul eşantioanelor de Fe masive. Amintim însă că ea a fost calculată presupunînd că monocristalul constituie în același timp și un monodomeniu, și că procesul de magnetizare are loc numai prin rotația magnetizației spontane. Dar structura de monodomeniu nu este favorizată energetic în cazul unui astfel de cristal din cauză că în această stare cîmpul demagnetizant nu este neglijabil. De exemplu pentru un monodomeniu de Fe de forma unui elipsoid de revoluție cu raportul axelor $b/a = 1/5$, energia magnetostatică datorată cîmpului demagnetizant de formă $W_D = (NP_g^2)/2\mu_0$ este de ordinul 10^5 J/m³ (cu $N = 55 \cdot 10^{-3}$, $P_g = 2,2$ T) în timp ce energia magnetocristalină este cu un ordin de mărime mai mic ($K_1 \approx 4,8 \cdot 10^{-4}$ J/m³). Energia cristalinului ar fi diminuată dacă volumul său s-ar diviza în două sau mai multe domenii de magnetizare spontană ca în fig. IV.1. Dar în acest caz apariția domeniilor adiacente polarizate în sensuri diferite implică o zonă de tranziție în care magnetizarea nu se află la saturație. Ca consecință la energia totală a cristalinului este necesar să se ia în considerație și energia stocată în pereții interdomenici care constituie regiuni în care momentele de spin nu mai sînt paralele, (regiuni nesaturate).

4.8. Energia peretilor interdomenici

Dacă integrala de schimb este pozitivă ($J > 0$) și nici o altă energie nu mai intervine, toți spinii se orientează paralel și se atinge saturația magnetică așa cum se întîmplă în cazul domeniilor de magnetizare spontană. Perturbarea uniformității în orientarea paralelă a spinilor, așa cum se întîmplă în cazul spinilor din pereții interdomenici, are drept consecință o modificare a energiei de schimb. Pentru a stabili expresia energiei libere din pereții interdomenici va trebui, mai întîi, să evaluăm variația energiei de schimb cu gradul de orientare a spinilor. Această evaluare, făcută de Landau și Lifshitz, va fi prezentată aici într-o manieră semi-clasică.

4.8.1. Energia de schimb în regiunile nesaturate din cristalinul feromagnetic. Formula lui Landau și Lifshitz

S-a văzut (§ 3.3.1., b; formula 3.99) că, pentru atomii apropiați dintr-un cristalin feromagnetic expresia energiei de schimb se scrie sub forma următoare:

$$(4.54) \quad E_s = - 2J_{ij} \sum_{ij} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)$$

Notăm

$$(4.55) \quad \vec{S}_i = \alpha_i \vec{S}_1$$

în care α_i reprezintă cosinuşii directori ai spinului \vec{S}_1 . Peretele cuprinde un număr mare de atomi, astfel încît direcția vectorului \vec{S} variază foarte puțin de la un atom (i) la atomul vecin (j). În acest caz pentru exprimarea direcției vectorului \vec{S}_j în raport cu direcția vectorului \vec{S}_i (fig. IV.21) se poate face uz de o dezvoltare în serie Taylor,

$$f(x) = f(x_0) + f'(x_0)(x - x_0) + \frac{f''(x_0)}{2!} (x - x_0)^2 + \dots,$$

scriind în aceeași manieră următoarea expresie,

pentru spinul \vec{S}_j în care s-a notat cu a_u vectorul care unește atomul (i) cu atomul (j):

$$(4.56) \quad \vec{S}_j = \vec{S}_i + a_u \frac{\partial \vec{S}_i}{\partial u} + \frac{1}{2} a_u^2 \frac{\partial^2 \vec{S}_i}{\partial u^2} + \dots$$

După multiplicarea ambilor membri cu S_i se obține pentru produsul scalar din formula (4.54)

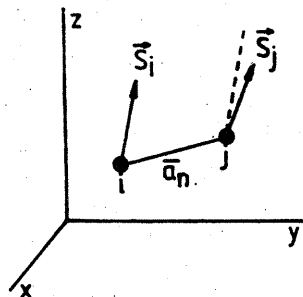


Fig. IV.21

expresia:

$$(4.57) \quad (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) = (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_i) + a_u (\vec{S}_i \cdot \frac{\partial \vec{S}_i}{\partial u}) + \frac{a_u^2}{2} (\vec{S}_i \cdot \frac{\partial^2 \vec{S}_i}{\partial u^2}) + \dots$$

Dacă toți atomii sînt identici, se poate scrie

$$|\vec{S}_i| = |\vec{S}_j| = S$$

și formula (4.57), capătă forma următoare, ținînd seama de (4.55):

$$(4.58) \quad (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) = S^2 (\vec{\alpha}_i \cdot \vec{\alpha}_i) + a_u (\vec{\alpha}_i \cdot \frac{\partial \vec{\alpha}_i}{\partial u}) + \frac{a_u^2}{2} (\vec{\alpha}_i \cdot \frac{\partial^2 \vec{\alpha}_i}{\partial u^2}) + \dots$$

Primul termen din paranteză se referă la spini paraleli (care sînt localizați în regiunile saturate din cristalul feromagnetic) și

$$(4.59) \quad (\vec{\alpha}_i \cdot \vec{\alpha}_i) = 1$$

Pentru regiunile nesaturate (din pereții interdomenici de

exemplu) \vec{S}_i și \vec{S}_j formează unghiuri diferite de zero astfel că, pentru aceste regiuni, expresia (4.58) se reduce la,

$$(4.60) \quad (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) = S^2 \frac{a_u^2}{2} \vec{\alpha}_i \cdot \frac{\partial^2 \vec{\alpha}_i}{\partial u^2},$$

deoarece termenul al doilea din paranteza (4.58) este și el nul. Într-adevăr, în virtutea formulei (4.59) se poate scrie

$$(4.61) \quad \vec{\alpha}_i \cdot \frac{\partial \vec{\alpha}_i}{\partial u} = 0$$

Pentru energia de schimb în regiunile nesaturate se obține expresia următoare, înlocuind produsul $(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)$ din (4.54)

$$(4.62) \quad E_s = -2JS^2 \frac{a_u^2}{2} \sum (\vec{\alpha}_i \cdot \frac{\partial^2 \vec{\alpha}_i}{\partial u^2})$$

Se observă că, după derivarea expresiei (4.61) se obține

$$\frac{\partial \vec{\alpha}_i \cdot \partial \vec{\alpha}_i}{\partial u \partial u} + \vec{\alpha}_i \cdot \frac{\partial^2 \vec{\alpha}_i}{\partial u^2} = 0$$

sau,

$$\vec{\alpha}_i \cdot \frac{\partial^2 \vec{\alpha}_i}{\partial u^2} = -(\frac{\partial \vec{\alpha}_i}{\partial u})^2 = -(\text{grad}_u \alpha)^2$$

După înlocuire în (4.62) se obține:

$$(4.63) \quad E_s = JS^2 a^2 \sum (\text{grad}_u \alpha)^2$$

Energia de schimb în unitatea de volum $W_s = E_s/V$, se calculează, ușor pentru cristalul cubic, în care toți atomii se află la distanța a (constanta relației): $W_s = E_s/a^3$. Dacă în fiecare celulă există n atomi, suma \sum se va repeta de n ori și astfel expresia densității volumice a energiei de schimb în regiunile nesaturate capătă forma următoare

$$(4.64) \quad W_s = \frac{nJS^2}{a} [(\text{grad } \alpha_1)^2 + (\text{grad } \alpha_2)^2 + (\text{grad } \alpha_3)^2]$$

Aceasta este formula lui Landau și Lifshits, pe care o vom utiliza la calculul energiei și a grosimii pereților interdomenici.

Expresia (4.64) poate fi scrisă simplu:

$$(4.65) \quad W_s = A(\text{grad } \alpha_1)^2$$

în care

$$(4.66) \quad A = \frac{nJS^2}{a}$$

În această formulă, $n=1$ pentru sistemul cubic simplu, $n=2$ pentru sistemul c.v.c și $n=4$ pentru sistemul c.f.c.

4.8.2. Calculul energiei și al grosimii peretelui interdomenic

În cristalele cu anizotropie uniaxială cum este cristalul de Co, există numai o singură direcție a magnetizării spontane și două sensuri posibile. În două domenii vecine spinii sînt orientați antiparaleli (180°). În peretele interdomenic spinii sînt deviați de la un plan reticular la următorul, progresiv, pe o distanță egală cu e , astfel încît primul și ultimul spin al lanțului atomic să formeze un unghi de 180° (fig. IV.22).

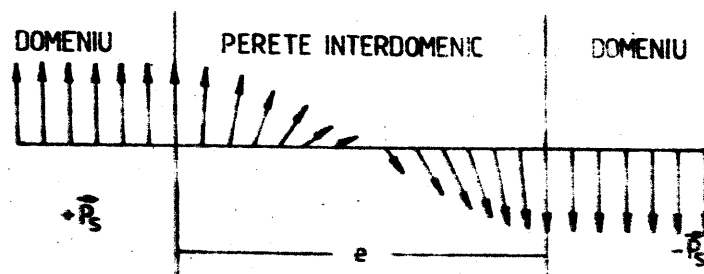


Fig. IV.22

Pentru ca echilibrul acestui aranjament al spinilor din peretele interdomenic să fie asigurat, este necesar ca energia liberă totală din perete să fie minimă, respectiv, suma energiei de schimb W_s și a energiei magnetocristaline W_K să fie minimă. Evaluarea minimului acestei energii oferă posibilitatea determinării grosimii peretelui. Expresia energiei de schimb, dată de formula lui Landau și Lifshitz (4.65), în cazul considerat aici, se scrie simplu

$$(4.67) \quad W_s = \frac{nJS^2}{a} (\text{grad } \alpha)^2$$

cu

$$(4.68) \quad \text{grad } \alpha = \frac{\pi}{e}$$

Dacă în perete există N plane reticulare la distanța a egală cu constanta rețelei, se poate scrie relația

$$(4.69) \quad e = N a$$

și energia de schimb pe unitatea de suprafață a peretelui

$w_s = W_s/e$ se scrie sub forma următoare

$$(4.70) \quad w_s = \frac{nJS^2 \pi^2}{a^2 N}$$

Densitatea volumică de energie magnetocristalină în cazul anizotropiei uniaxiale este dată de formula,

$$(4.71) \quad W_K = K \sin^2 \alpha$$

Dacă α variază regulat în lungul lanțului de atomi, (fig. IV.22) se poate scrie $\alpha = \pi(x/e)$ și energia magnetocristalină pe unitatea de suprafață, $w_K = W_K/e$ este dată de relația

$$(4.72) \quad w_K = K \int_0^e \sin^2\left(\frac{\pi x}{e}\right) dx \approx K e = K N a$$

Energia totală pe unitatea de suprafață a peretelui w_p , se scrie, ținînd seama de (4.70) și (4.72), și considerînd $n=1$.

$$(4.73) \quad w_p = w_s + w_K = \frac{JS^2 \pi^2}{a^2 N} + K N a$$

Sarind că această energie este minimă pentru o anumită valoare a lui N , respectiv $(\partial w_p / \partial N) = 0$, se obține

$$(4.74) \quad N = \pi \sqrt{\frac{JS^2}{Ka^3}}$$

În virtutea relației (4.69), grosimea peretelui este dată de formula:

$$(4.75) \quad e = N a = \pi \sqrt{\frac{JS^2}{Ka}}$$

Introducând expresia lui N din (4.74) în formula (4.73) se obține pentru energia peretelui expresia următoare

$$(4.76) \quad w_p = 2\pi \sqrt{\frac{JS^2 K_u}{a}}$$

Pentru cobalt, cu $a = 2,51 \cdot 10^{-10}$ m, $K = 4,4 \cdot 10^5$ J/m³, $JS^2 \approx k_B T_C$ și $T_C = 1400$ K estimează o energie $w_p \approx 3,7 \cdot 10^{-2}$ J/m² și o grosime a peretelui $e = 4,4 \cdot 10^{-8}$ m (aproximativ 170 de distanțe interatomice). Pentru Fe, cu $a = 2,86 \cdot 10^{-10}$ m, $K = 4,5 \cdot 10^4$ J/m³, $T_C = 1040$ K energia peretelui este $w_p = 8,10^{-3}$ J/m² și grosimea lui $e = 10^{-7}$ m (~ 300 distanțe interatomice).

Efectiv, grosimea peretelui este mai mică dacă energia de anizotropie magnetocristalină este mai mare, așa cum rezultă și din expresia (4.75). Calculele efectuate aici pentru Fe, oferă numai ordinul de mărime al energiei și grosimii peretelui; un calcul corect trebuie să țină seama de valoarea exactă a energiei de schimb.

Un studiu mai detaliat al pereților interdomenici implică luarea în considerație și a energiei magnetoelastice datorate fenomenului de magnetostricțiune. În cristalele reale structura pereților interdomenici este influențată și de neuniformitățile din cristale, datorate, impurităților, defectelor și dislocațiilor. Din acest motiv, în general pereții nu se prezintă ca

suprafețe plane, ci ei sînt ondulați, de exemplu (fig. IV.23)

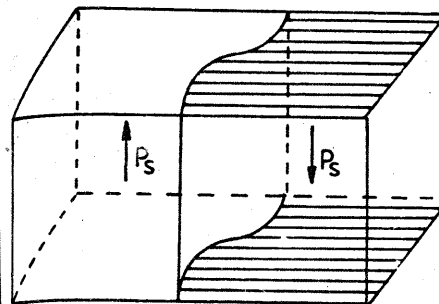


Fig. IV.23

Structura pereților dintre domeniile orientate la 90° se deosebește întrucîtva de structura studiată aici, pentru pereți cu domenii învecinate orientate la 180°. În toate cazurile orientarea spinilor în perețele interdomenic se supune condiției de minimum a energiei totale.

În calculele referitoare la echilibrul și stabilitatea structurilor de domenii feromagnetice va trebui să se țină seama și de contribuția pereților la energia liberă totală. De reținut faptul că energia pereților interdomenici a fost evaluată aici, nu ca densitate volumică de energie ci ca o densitate superficială (energie pe unitatea de suprafață).

B I B L I O G R A F I E

CAPITOLUL IV

1. Akulov, N.S., Z.Physik 69, 78 (1931); Zeit.Physik 52, 389 (1928)
2. Birss, R.R., Adv.Phys. 8, 252 (1959)
3. Becker, R., Döring, W., Ferromagnetismus, Berlin, Springer (1939)
4. Bozorth, R.M., J.Appl.Phys. 8, 575 (1937)
5. Graham, C.D., J.Appl. 30, 317, 1959
6. Honda, K., Kaya, S., Sci.Rep.Tohoku Univ., 15, 721, (1926)
7. Honda, K., Matsumoto, H., Sci.Rep.Tohoku Univ. 20, 323, (1931)
8. Honda, K., Matsumoto, H., Kaya, S., Sci.Rep.Tohoku Univ. 17, 111, (1936)
9. Kaya, S., Sci.Rep. Tohoku Univ., 17, 639 (1928 a); 17, 1157, (1928 b)
10. Kaya, S., Takaki, H., J.Far.Sci.Hokkaido Univ. 2, 227 (1935)
11. Kittel, C., Rev.Mod. Phys. 21, 541 (1949)
12. Kneller, E., Ferromagnetismus, Springer, Verlag, Berlin, 1962, (p.190, 192)
13. Masiyama, Y., Sci.Rep.Tohoku Univ. 22, 338 (1933)
14. Néel, L., J.Phys.Rad. 15, 225 (1954)
15. Nishiyama, Z., Sci.Rep.Tohoku Univ. 16, 321, (1927)
16. Sucksmith, W., Thompson, J.E., Proc.Roy.Soc.Lond. A225, 362 (1954)
17. Takaki, H., Z.Phys. 105, 92 (1937)
18. Williams, H.J., Phys.Rev. 52, 747, (1937)

C A P I T O L U L V

STRUCTURI DE DOMENII MAGNETICE

5.1. Generalități privind structura de domenii

Totalitatea domeniilor de magnetizare spontană și a pereților interdomenici constituie structura de domenii a unui material feromagnetic. Descompunerea în domenii este totdeauna realizată astfel încât energia totală în cristalul feromagnetic să fie minimă. Problema modelării matematice a acestei structuri este destul de complexă deoarece modul de descompunere în domenii depinde nu numai de proprietățile magnetice intrinseci ale solidului feromagnetic ci și de forma sa exterioară. Se știe că topografia cîmpului demagnetizant depinde de geometria corpului feromagnetic; această topografie impune un anumit mod de subdivizare a volumului cristalului în domenii, firește, cu respectarea principiului minimului energiei libere. Pe de altă parte, în cristale care au aceeași formă geometrică dar în care predomină un tip sau altul dintre formele de energie prezentate în capitolul precedent, pot să apară structuri de domenii diferite. În principiu, cînd solidul se află în stare demagnetizată, vectorii polarizației magnetice spontane a domeniilor trebuie să fie orientați după axele de ușoară magnetizare. În cazul cristalului cu anizotropie uniaxială, întregul volum al cristalului, în prealabil demagnetizat, va fi subdivizat numai în două grupe de domenii

cu orientări opuse (ca în fig. IV.1a), în acest caz nu există decât pereți Bloch (180°). În cazul cristalelor cubice cu volum centrat (cristalul de Fe) s-a văzut deja că direcțiile de ușoară magnetizare sînt muchiile cubului; cu două sensuri pentru fiecare direcție se obțin astfel 5 tipuri de domenii posibile; cu pereți interdomenici în care magnetizarea se rotește cu 180° (pereți Bloch), sau cu 90° (pereți Becker). În cazul cristalelor cubice cu fețe centrate (cristalul de Ni), există 8 posibilități de orientare a domeniilor (după cele 4 diagonale ale cubului în ambele sensuri, constituind direcțiile de ușoară magnetizare); în consecință aici vor exista 3 tipuri de pereți interdomenici: la $70,53^\circ$, la $109,47^\circ$ și la 180° .

Descompunerea în domenii pe baza principiului minimului energiei libere este complexă și nu poate fi calculată decât pe modele simplificate. Faptul că, în aceste condiții multe dintre structurile de domenii prevăzute prin calcul au putut fi observate efectiv, este cu atât mai remarcabil.

Înainte de a prezenta calculul unor configurații tipice de domenii feromagnetice este convenabil să trecem în revistă principalele metode de vizualizare a acestor configurații.

5.2. Metode de vizualizare a configurațiilor de domenii

Primele imagini ale domeniilor, văzute la microscop, sînt datorate lui Bitter (1931) și independent, în același an au fost observate și de Akulov (1931). Metoda pulberilor utilizată de ei, inspirată direct din tehnica obținerii spectrelor magnetice cu ajutorul pilăturii de fier, a fost ulterior perfecționată și completată cu alte metode.

5.2.1. Tehnica pulberilor magnetice

Suprafața solidului feromagnetic, demagnetizat, este în prealabil șlefuită foarte fin, mai întâi printr-o operație de polisaj mecanic, apoi prin polisaj electrolitic, după care, se acoperă cu un strat subțire de lichid conținînd în suspensie particule fine magnetice; de exemplu suspensii coloidale de Fe_3O_4 sau de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, ale căror particule au dimensiuni de ordinul $1\ \mu\text{m}$ sau chiar mai mici (suficient pentru a face posibilă observarea mișcării browniene). Pe această suprafață se observă la microscop (mărite de ~ 300) figuri care corespund structurii de domenii de magnetizare spontană (figurile Bitter-Akulov). Particulele avînd volumul v și susceptibilitatea k , sînt supuse unei forțe $F = \frac{1}{2} \mu_0 k v \text{ grad } (H^2)$ care le atrage către cîmpurile cele mai intense (fig.V.1).

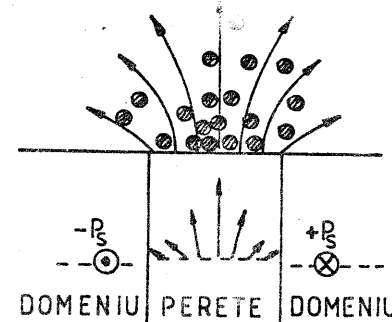
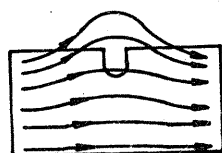


Fig. V.1

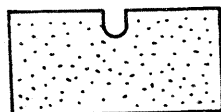
Acestea se acumulează deci pe limitele de separație dintre domenii punînd astfel în relief structura de domenii a solidului. Această metodă nu poate fi utilizată în orice condiții. Particulele din suspensie sînt de fapt mici magneti care se atrag între ei, tinzînd să se aglomereze spontan. Ele sînt redistribuite în mod permanent prin efectul mișcării browniene. Efectiv poate avea loc o floculație spontană numai dacă diametrul particulelor este mai mare decât o valoare limită. Dacă dimensiunile sînt mai mici decât valoarea

rea limită mișcarea browniană este prea intensă, precipitarea particulelor pe frontierele domeniilor nu mai are loc și figurile de domenii își pierd contrastul.

Metoda pulberilor oferă posibilitatea determinării direcției magnetizării într-un domeniu: Se provoacă o zgîrietură fină pe suprafața polizată a probei de studiat. Dacă aceasta este perpendiculară pe direcția magnetizării apare un câmp magnetic neuniform datorită apariției polilor magnetici liberi de o parte și de cealaltă a trăsăturii (fig. V.2), și în acest



a.



b.

Fig. V.2

Figura V.3 reprezintă o structură cu domenii de închide-

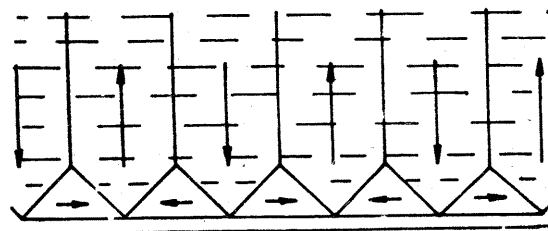


Fig. V.3

câmp sînt atrase particulele coloidale. Dacă trăsătura este operată paralel cu magnetizația domeniului, nu se va produce nici o perturbație a direcției de magnetizație și particulele coloidale nu se mai aglomerează după această direcție (fig. V.2.b).

Efectiv, o suprafață polizată prezintă totdeauna zgîrieturi. După direcția în care a fost polizată mecanic.

re într-un cristal de FeSi (după Bezorth, 1951). Suprafața observată apare în general striată, direcția trăsăturilor fiind perpendiculară pe magnetizație. În cazul monocristalelor foarte pure se pot întîlni domenii cu lungimi de cîțiva centimetri și chiar de ordinul dm. Figura V.4 indică domeniile observate de Bezorth și Williams, (1951), pe un cadru decupat dintr-un monocristal de Fe. Cînd peretele interdomenic

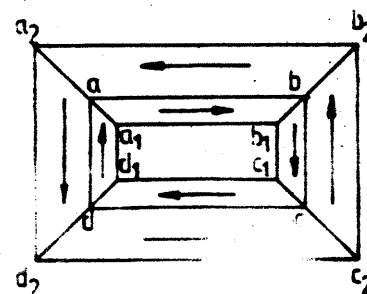


Fig. V.4

de domenii sub formă de brad (fig. V.5). Tehnica pulberilor

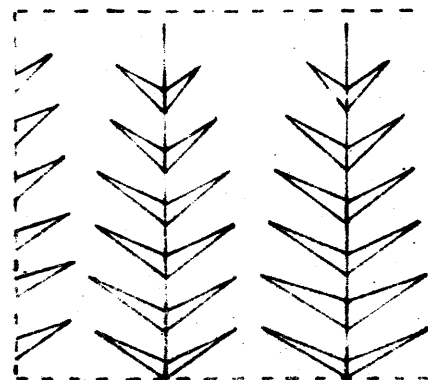


Fig. V.5

gîlunea pereților este prea slabă pentru a atrage particulele

abad se deplasează din $a_1b_1c_1d_1$ în $a_2b_2c_2d_2$.

Magnetizarea trece de la \vec{P}_s la $-\vec{P}_s$.

Dacă suprafața cristallui feromagnetic este ușor înclinată față de planul în care se afla axa de ușoară magnetizare, se formează figuri

magnetice este cea mai simplă și mai puțin costisitoare dar ea prezintă și unele inconveniente. În cazul substanțelor cu anizotropie magnetică cristalină slabă grosimea pereților este în generală mare; în acest caz grad H^2 este mic și implicit forța \vec{F} în re-

coloidale în această regiune.

Un alt inconvenient constă în faptul că această tehnică nu oferă posibilitatea observării dinamicii domeniilor în cursul magnetizării solidului feromagnetic.

5.2.2. Metode magnetooptice

a. Metoda bazată pe efectul Faraday. Acest efect constă în următoarele: Cînd un fascicul de lumină polarizată traversează un mediu magnetizat, planul său de polarizare se rotește cu un unghi α care este proporțional cu grosimea d a stratului de substanță traversată de lumină și cu proiecția magnetizăției pe direcția de propagare: Dacă unghiul format de direcția polarizației P_p cu direcția de propagare este φ ,

$$(5.1) \quad \alpha = K d \cos \varphi$$

Sensul de rotație este independent de sensul de propagare a luminii dar el se inversează dacă se inversează direcția magnetizăției. Această polarizare rotatorie magnetică permite vizualizarea la microscop a domeniilor din materiale magnetice transparente. Figura V.6 dă schema metodei de observare a domeniilor cu ajutorul efectului Faraday. Lumina polarizată liniar străbate normal două domenii separate printr-un perete Bloch (180°): fiecare dintre aceste domenii va produce o rotație a planului de polarizare dar în sensuri opuse. Analizorul este rotit astfel încît pentru unul dintre aceste două sensuri să se producă extincția completă a luminii; implicit pentru celălalt sens nu se va produce extincția totală și lumina va străbate analizorul. Ca urmare la microscop vor fi observate zone întunecate și zone luminate corespunzînd celor două sensuri de polarizare a domeniilor, rezultînd astfel configurația de domenii.

Polarizarea rotatorie magnetică a substanțelor feromagnetice este foarte mare: α poate să atingă cîteva zeci de grade

și contrastul dintre regiunile a două domenii vecine poate să

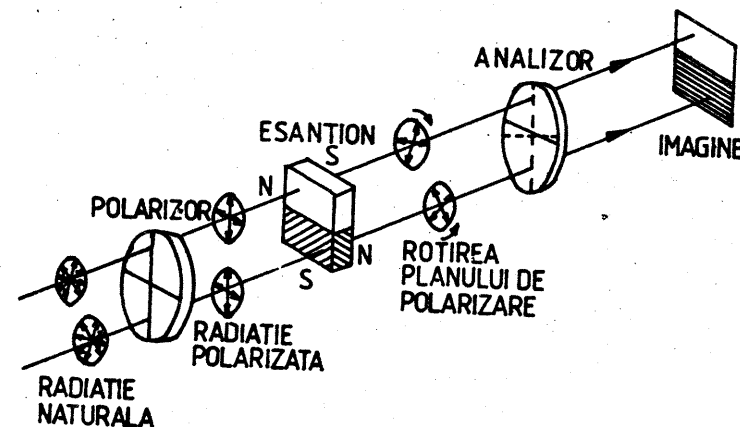


Fig. V.6

fie suficient de mare chiar pentru grosimi foarte mici ale mediilor feromagnetice transparente ($10^{-3} - 10^{-6}$ cm). Dacă în loc de lumină naturală se folosesc radiații infraroșii este posibil să se obțină figuri de domenii chiar pentru grosimi de cîteva milimetri în cazul unor anumite materiale.

b. Metode bazate pe efectul Kerr. Acest efect constă în următoarele: Un fascicul de lumină polarizată liniar se reflectă normal pe suprafața polului unui magnet permanent, în prealabil bine șlefuită. Planul de polarizare se rotește și lumina reflectată este eliptică; axa mare a elipsei este rotită în raport cu direcția de polarizare a luminii incidente (fig.V.7). Această rotație se datorește faptului că, efectiv, radiația

luminoasă pătrunde în substanță pe o adâncime foarte mică. În acest strat foarte subțire are loc fenomenul de polarizare rotatorie a luminii, care explică rotirea planului de polarizare

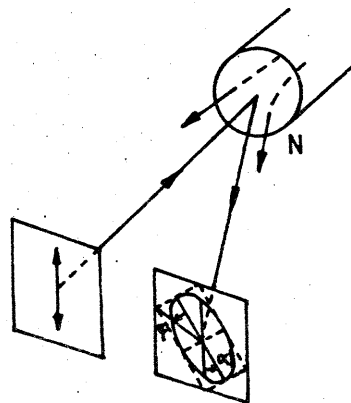


Fig. V.7

slabe. În cazul Fe saturat $\varphi = 5^\circ$ și $\alpha = 20^\circ$.

În aceste condiții printr-o rotire convenabilă a analizorului pot fi decelate la microscop configurații de domenii feromagnetice suficient de clare, cum au obținut Roberts și Bean (1954) în cazul unui aliaj de MnBi, caz de altfel deosebit de favorabil pentru aplicarea acestei metode.

5.2.3. Alte metode de observare a structurilor de domenii

Enumerăm numai câteva: 1^o) Deviația unui fascicul de electroni: La o distanță de 1 μm de la suprafața polizată a eșantionului există, în regiunea pereților interdomenici, cîmpuri magnetice care pot atinge $10^5 - 10^6$ A/m. Un fascicul de electroni trimis paralel cu suprafața este deviat sensibil în aceste cîmpuri. 2^o) Sonde cu efect Hall suficient de fine

prin reflexie. Dar datorită faptului că grosimea acestui strat este foarte mică rotația este foarte slabă. Elipticitatea este datorată unei reflectivități diferite a undelor polarizate circular în ambele sensuri. Elipticitatea și rotația sînt extrem de

utilizate la măsurarea cîmpului H și la determinarea topografiei magnetice la suprafața eșantionului. 3^o) Sonde vibrante din permalloy, sensibile la variațiile lui H, care antrenează variații de magnetizare decelabile prin curenții induși într-o bobină. 4^o) Contrastul în difracția de raze X prin transmisie. 5^o) Emisia de fotoelectroni. Se acoperă eșantionul cu un strat de SbCs care emite fotoelectroni apoi se studiază imaginea printr-o lentilă electronică.

5.3. Calculul unor configurații de domenii

5.3.1. Generalități

În principiu descompunerea în domenii corespunde necesității de a diminua energia proprie a cristalului. Dacă un cristal este divizat în n domenii egale, energia magnetică E_M este divizată prin n ; această divizare implică apariția în cel mai simplu caz, a n pereți Bloch avînd fiecare energia E_p . Energia totală este:

$$(5.2.) \quad E_T = \frac{E_M}{n} + n E_p$$

Această energie este minimă cînd $\partial E_T / \partial n = 0$. De aici rezultă numărul de domenii din care se compune volumul cristalului.

$$(5.3) \quad n = \sqrt{E_M / E_p}$$

Pentru ca această evaluare să fie mai precisă, și să furnizeze date și despre dimensiunile domeniilor, este necesar să calculăm energia magnetică a cristalului în cazuri concrete. În cele ce urmează vom lua în considerație numai cristalele cu anizotropie uniaxială în care modul de descompunere poate să fie sub forma unor structuri de domenii deschise (cu poli magnetici liberi) ca în figura V.8 sau sub forma unor structuri cu domenii de închidere ca în figura IV.1.d. În primul caz, al structurilor cu poli liberi energia magnetocristalină este

mare în raport cu energia magnetostatică; astfel încît cîmpul intern nu este capabil să învingă forțele de anizotropie cristalină și să formeze domenii de închidere. Este cazul cristalelor de Cobalt. În al doilea caz forțele interne reușesc să creeze domeniile de închidere învingînd opoziția forțelor de anizotropie magnetocristalină. Astfel, în loc să se diminueze energia magnetică, prin crearea unei repartiții alternative de poli magnetici, ca în primul caz, se poate închide circuitul magnetic cu ajutorul domeniilor de închidere prismatice magnetizate paralel cu suprafața. În acest al doilea caz nu mai există energie magnetostatică, dar apare o energie în domeniile de închidere în care magnetizarea este perpendiculară pe direcția axei de ușoară magnetizare.

5.3.2. Cazul cristalelor uniaxiale cu structuri de domenii deschise (cu poli liberi)

Calculăm energia liberă totală într-un cristal uniaxial sub forma unui paralelipiped de grosime h (fig. V.8) constituit din domenii paralele de grosime D , polarizate alternativ

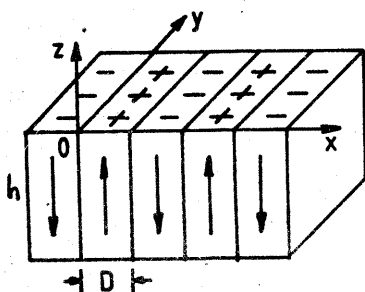


Fig. V.8 Fig.

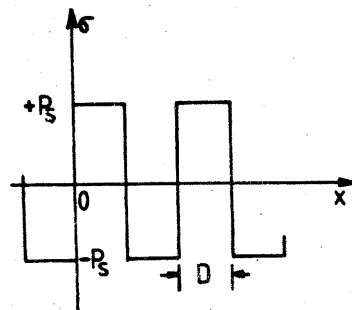


Fig. V.9

în direcția Oz de ușoară magnetizare. În planul xOy densitatea superficială de masă magnetică fictivă $\sigma' = P_s$ este o funcție de x reprezentată prin curba crenelată din figura V.9. În această structură de domenii energia magnetică totală este suma energiilor magnetocristalină W_K , a energiei cîmpului demagnetizant datorat existenței polilor liberi, W_D și a energiei pereților interdomenici W_p . Se poate estima imediat că, prin orientarea alternativă a polarizației domeniilor, energia magnetocristalină totală este nulă ($W_K = 0$); într-adevăr, în cazul cristalelor uniaxiale $W_K = K_u \sin^2 \varphi$ iar φ este unghiul dintre P_s și axa de ușoară magnetizare ($\varphi = 0, \pi$). În schimb, energia cîmpului demagnetizant W_D nu este nulă, deoarece pe ambele suprafețe ale cristalului normale la direcția Oz există o distribuție superficială de poli magnetici. Se poate reprezenta funcția $\sigma'(x/D)$ printr-o dezvoltare în serie Fourier

$$\begin{aligned} \sigma'\left(\frac{x}{D}\right) &= \frac{4}{\pi} P_s \sin\left(\pi \frac{x}{D}\right) + \frac{1}{3} \sin\left(3\pi \frac{x}{D}\right) + \dots \\ (5.4) \quad &= \frac{4}{\pi} P_s \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin\left[(2k+1)\pi \frac{x}{D}\right]}{2k+1} \end{aligned}$$

Expresia energiei cîmpului demagnetizant intern, a fost stabilită în Partea I § 1.8.

$$(5.5) \quad W = \frac{1}{2} \int_V \rho' V dv + \frac{1}{2} \int_S \sigma' V ds$$

în care ρ' este densitatea volumică de masă magnetică fictivă asociată sistemului ($\rho' = -\operatorname{div} \vec{P}_s$); aici $\rho' = 0$, și $\sigma' = (\vec{n} \cdot \vec{P}_s)$ este densitatea superficială.

Cîmpul demagnetizant derivă din potențialul scalar V a cărui expresie $V(x, z)$ corespunzătoare distribuției $\sigma'\left(\frac{x}{D}\right)$ pe planul infinit x z se scrie sub forma

$$(5.6) \quad V(x, z) = \frac{2P_s D}{\mu_0 \pi^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin(2k+1) \frac{\pi x}{D}}{(2k+1)^2} \exp\left[-(\pm)(2k+1) \frac{\pi z}{D}\right]$$

Acest potențial $V(x, z)$ satisface condiția $\Delta V = 0$, se anulează când $z = \pm \infty$ și se supune condițiilor la limită

$$(5.7) \quad \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)_{z=+0} - \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)_{z=-0} = - \frac{\sigma'}{\mu_0}$$

În consecință energia (5.5) pe unitatea de suprafață are următoarea expresie

$$(5.8) \quad W_1 = \frac{1}{D} \int_0^D \sigma' V'(x, 0) dx = \frac{2DP_s^2}{\mu_0 \pi^3} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(2k+1)^3}$$

Sau, ținând seama de faptul că $\sum (1/2k+1)^3 = 1,052$, și $u_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7}$,

$$(5.9) \quad W_1 = 0,54 D \cdot P_s^2 \cdot 10^5 \text{ Joule/m}^2$$

Dacă $h \gg D$ energia magnetostatică W_D pe unitatea de suprafață ($S = xy$) a paralelipipedului din fig. V.8 este de două ori energia W_1 , respectiv

$$(5.10) \quad W_D = 1,08 \cdot 10^5 DP_s^2 \text{ (J/m}^2\text{)}$$

Se observă că aceasta energie se micșorează dacă se micșorează lățimea D a domeniului; dar, în același timp, energia peretelui interdomic trebuie să crească odată cu micșorarea lui D . Se știe că energia peretelui w_p se raportează la suprafața peretelui. Pentru a o raporta la suprafața polarizată a cristalului (suprafața xy) așa cum s-a procedat și pentru W_D , va trebui să multiplicăm w_p cu h/D . Ca urmare, energia peretelui corespunzătoare unității de suprafață polarizată a cristalului este

$$(5.11) \quad w_p' = w_p \frac{h}{D}$$

în care, conform formulei (4.76) stabilite anterior,

$$w_p = 2\pi \sqrt{\frac{4S^2K}{a}}$$

În final, expresia energiei totale a cristalului este

$$(5.12) \quad W_T = W_D + W_p' = 1,08 \cdot 10^5 DP_s^2 + w_p \frac{h}{D}$$

Punând condiția ca această energie să fie minimă în raport cu D , respectiv $\partial W_T / \partial D = 0$, se obține formula care dă grosimea domeniului

$$(5.13) \quad D = 3,04 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{w_p h}{P_s}}$$

Pentru ca această descompunere în domenii să aibă sens este necesar ca D să fie mare în raport cu grosimea pereților Bloch care este de ordinul 10^{-7} m.

Pentru cobalt, cu $w_p = 3,7 \cdot 10^{-2} \text{ J/m}^2$, $P_s = 1,7 \text{ T}$ și dacă se ia $h = 1 \text{ cm}$ se obține $D = 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}$.

Densitatea de energie pe unitatea de volum este dată de (5.12) și (5.13)

$$(5.14) \quad w = \frac{W_T}{h} = 2P_s \sqrt{\frac{1,08 \cdot 10^5 w_p}{h}}$$

Pentru cristalul de Co, cu $h = 1 \text{ cm}$ se obține $w = 2,19 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ energie care este cu două ordine de mărime mai mică decât energia magnetocristalină care ar exista în absența structurii de domenii a Co. ($K_u = 4,4 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$). Rezultă că această configurație de domenii este evident mai favorizată energetic decât structura de monodomeniu.

5.3.3. Cazul cristalelor uniaxiale cu domenii de închidere

Dimensiunile domeniilor în acest caz (fig.V.10), pot

fi estimate scriind mai întâi expresia energiei libere totale și punind condiția ca această energie să fie minimă în raport cu dimensiunea D .

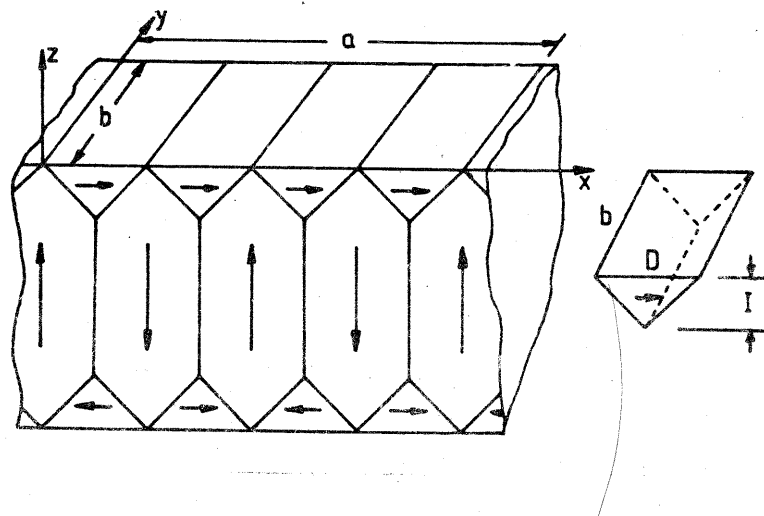


Fig. V.10

Din această condiție se determină ca și în cazul precedent, lățimea D a domeniului, pentru care suma energiilor magnetocristalină W_K și a pereților interdomenici W_p este minimă

$$(5.15) \quad (W_K + W_p)' = 0$$

Aici nu mai intervine energia magnetocristalină deoarece datorită domeniilor de închidere cimpul demagnetizant intern este nul ($W_D = 0$).

Mai întâi să determinăm expresia energiei magnetocristaline în condițiile configurației de domenii din fig. V.10. Limitându-ne la primul termen al expresiei densității volumice a energiei W_K în cazul cristalelor uniaxiale, aceasta se

scrie

$$(5.16) \quad W_K = K_1 \sin^2 \varphi$$

în care φ este unghiul dintre polarizația \vec{P}_s și axa de ușoară magnetizare (care este dirijată după direcția Oz). În domeniile paralele polarizația \vec{P}_s și axa de ușoară magnetizare sînt paralele ($\varphi = 0, \pi$) în timp ce în domeniile de închidere polarizația este perpendiculară pe axă ($\varphi = \pi/2$). În consecință energia magnetocristalină este localizată numai în domeniile prismatice (de închidere) și densitatea volumică de energie este

$$(5.16)' \quad W_K = K_1$$

Energia magnetocristalină totală este dată de expresia

$$(5.17) \quad E_K = v \cdot W_K = K_1 v$$

în care v reprezintă volumul tuturor domeniilor de închidere. Dimensiunile întregului cristal sînt a în direcția Ox , b în direcția Oy și h în direcția Oz . Volumul unui singur domeniu prismatic este $v_1 = \frac{D \cdot I}{2} \cdot b$ (fig. V.10.b) iar $I = D \cos^2(\pi/4) = D/2$ și

$$(5.18) \quad v_1 = \frac{D^2}{4} b$$

Numărul de domenii prismatice la suprafața superioară (fig. V.10.a) este egal cu numărul n_1 de domenii paralele $n_1 = a/D$, iar numărul total de domenii de închidere (pe ambele suprafețe) este dublu $n = 2n_1$ și

$$(5.19) \quad n = \frac{2a}{D}$$

Volumul total al domeniilor de închidere este

$$(5.20) \quad v = n v_1 = \frac{D}{2} a b$$

și energia magnetocristalină localizată în toate aceste domenii este, ținând seama de (5.16) și (5.20),

$$(5.21) \quad E_K = K_1 \frac{D}{2} ab.$$

Să evaluăm acum energia localizată în pereții interdomenici. În această structură există pereți Bloch (180°) și pereți Becker (90°). Un calcul analog celui efectuat în § 4.8.2 conduce la concluzia că densitatea superficială de energie a peretelui Becker este de două ori mai mică decât a peretelui Bloch. Se poate estima că pentru $h > 30 D$ suprafața pereților Becker din structura cu domenii de închidere considerată aici, reprezintă mai puțin de 1 % din suprafața pereților Bloch. În această aproximație, vom lua în considerație numai energia localizată în pereții Bloch. Dacă W_p reprezintă densitatea superficială a energiei din pereții Bloch (calculată în § 4.8.2). Energia localizată în toți pereții Bloch din structura dată (fig. V.10.a), este dată de formula

$$(5.22) \quad E_p = W_p S$$

în care S reprezintă suprafața tuturor pereților Bloch. Suprafața unui perete este

$$(5.23) \quad S_1 = h \cdot b$$

iar numărul de pereți este $n_1 = a/D$. Suprafața totală a pereților Bloch este

$$(5.24) \quad S = n_1 S_1 = \frac{h}{D} ab$$

și formula (5.22) se scrie:

$$(5.25) \quad E_p = W_p \frac{h}{D} ab$$

În virtutea expresiilor (5.21) și (5.25) energia totală în cristal, $E_T = E_K + E_p$, se scrie, în funcție de variabila D sub

forma următoare

$$(5.26) \quad E_T = K_1 \frac{D}{2} ab + W_p \frac{h}{D} ab,$$

iar densitatea superficială de energie $W_T = E_T/(ab)$

$$(5.27) \quad W_T = K_1 \frac{D}{2} + W_p \frac{h}{D}$$

Anularea derivatei acestei energii în raport cu D ,

$$(5.28) \quad \frac{\partial W_T}{\partial D} = 0 = \frac{K_1}{2} - W_p \frac{h}{D^2}$$

corespunde echilibrului acestei configurații de domenii și permite determinarea lățimii domeniului;

$$(5.29) \quad D = \sqrt{\frac{2hW_p}{K_1}}.$$

Expresia energiei pe unitatea de suprafață a cristalului (5.27) capătă următoarea formă, ținând seama de (5.29):

$$(5.30) \quad W_T = \sqrt{2hW_pK_1}.$$

Rezultă că dimensiunea transversală a domeniilor, D , și densitatea superficială de energie W_T , sînt proporționale cu h , deci cu rădăcina pătrată a dimensiunii cristalului în direcția de ușoară magnetizare. În cazul cristalului de Cobalt, cu $h = 1$ cm, $W_p = 3,7 \cdot 10^{-2}$ J/m², $K_1 = 4,4 \cdot 10^5$ J/m³ se obține $D = 3,6 \cdot 10^{-5}$ m, și $W_T = 1,8 \cdot 10^3$ J/m²; această energie este cu puțin mai mică decât în cazul configurației cu poli magnetici liberi calculată în paragraful precedent (§ 5.3.2).

5.4. Structuri de domenii secundare

În cazul monocristalului de cobalt, care are o singură direcție de ușoară magnetizare, formarea domeniilor de închidere este mai dificilă, datorită anizotropiei magnetocristaline puternice. Fig. (V.11) indică alura domeniilor de închidere care

pot fi observate în acest caz.

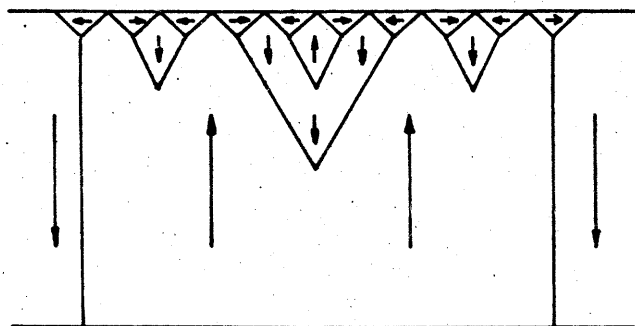


Fig. V. 11

Pentru a diminua energia magnetostatică se creează aceste domenii de închidere care constituie așa numite structuri secundare, spre deosebire de structurile principale care ocupă cea mai mare parte a cristalului. Dar nu numai suprafața cristalului este susceptibilă de a da naștere structurilor secundare. Fermarea polilor magnetici în vecinătatea incluziunilor neferomagnetice din cristale conduce la apariția unor structuri de domenii secundare, a căror configurație depinde de mulți factori: mărimea incluziunii, proprietățile magnetice ale cristalului (de exemplu numărul de axe de ușoară magnetizare din cristal etc.). De exemplu, să considerăm o incluziune neferomagnetică de formă cubică, prezentă într-un cristal feromagnetic (fig. V.12.a). Dacă această incluziune s-ar afla în această stare, (fără nici o structură de domenii secundare), energia magnetostatică stocată în câmpul demagnetizant propriu ar fi

mare (de ordinul $\frac{v}{2} \frac{N}{\mu_0} P_s^2$, v fiind volumul incluziunii, N , fac-

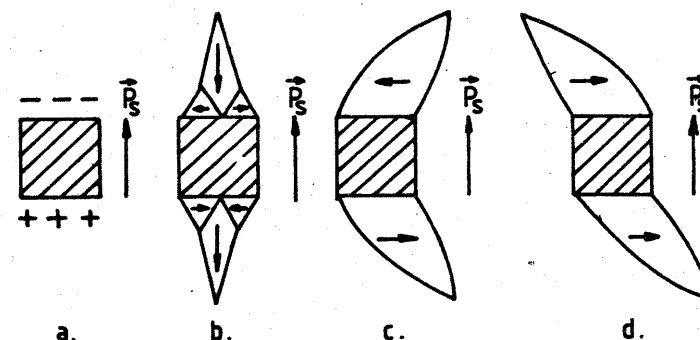


Fig. V. 12

torul demagnetizant), și starea (a) nu este favorizată energetic. O stare energetică mai favorabilă ar corespunde acestei incluziuni dacă ea ar fi înconjurată de domenii de închidere polarizate astfel încât să minimizeze energia magnetostatică. În fig. V.12.b,c,d, sînt indicate cîteva structuri secundare care micșorează considerabil energia magnetostatică a acestei incluziuni, dar totodată crește energia pereților și în final se stabilește un echilibru în care energia totală este minimă. În fig. V.12.b incluziunea este înbrăcată cu o structură de domenii de închidere conice. Configurații stabile de structuri secundare ca cele din fig.V.12.c,d) calculate de L.Néel au fost descoperite în 1947 de H.J.Williams în figurile de domenii relevate în cazul unui cristal de fero-siliciu.

5.5. Structuri de domenii în straturile subțiri feromagnetice

Structuri specifice de domenii au fost observate în straturile subțiri feromagnetice; acestea sînt straturi din substanțe feromagnetice a căror grosime este de ordinul μm , și mai mică. Există diferite procedee de realizare a acestor straturi: a) depunere electrolitică, b) depunere chimică, c) depunere prin evaporare termică în vid, d) depunere prin pulverizare catodică. Configurațiile de domenii și a pereților interdomenici și structura acestor pereți, depind în principal de grosimea stratului și de proprietățile fizice ale substanței, printre care mărimea constantelor de anizotropie, formă etc.

În straturile foarte subțiri substanța se află practic în stare bidimensională deoarece una dintre dimensiuni este mult mai mică decît celelalte două. Datorită acestui fapt fenomenele magnetice pe care le întîlnim la straturile subțiri se deosebesc de fenomenele observate în cazul eșantioanelor masive din aceeași substanță. Datorită faptului că factorul demagnetizant în planul păturii feromagnetice este cu mai multe ordine de mărime mai mic decît în direcția perpendiculară pe plan, vectorul polarizației magnetice este situat paralel cu planul păturii. În cazul straturilor subțiri formarea domeniilor de închidere cu magnetizație în sens opus, după direcția grosimii stratului, nu mai este favorizată din punct de vedere energetic. Structura cristalografică a straturilor în cazul substanțelor cu anizotropie cristalină slabă (K_1 mic) de exemplu în cazul aliajului permalloy se caracterizează prin apariția spontană a unei anizotropii uniaxiale cu direcția axei de ușoară magnetizare în planul păturii. Uneori o astfel de anizotropie este produsă de în mod forțat în procesul formării păturii (aplicînd un cîmp

magnetic exterior paralel cu planul păturii, tensionînd suportul după o anumită direcție etc.).

În fig. V.13.a sînt indicate trei structuri de domenii, posibile în straturile subțiri, iar în fig. V.13.b, dependența energiei magnetice specifice a păturii de grosimea ei, pentru fiecare dintre aceste structuri.

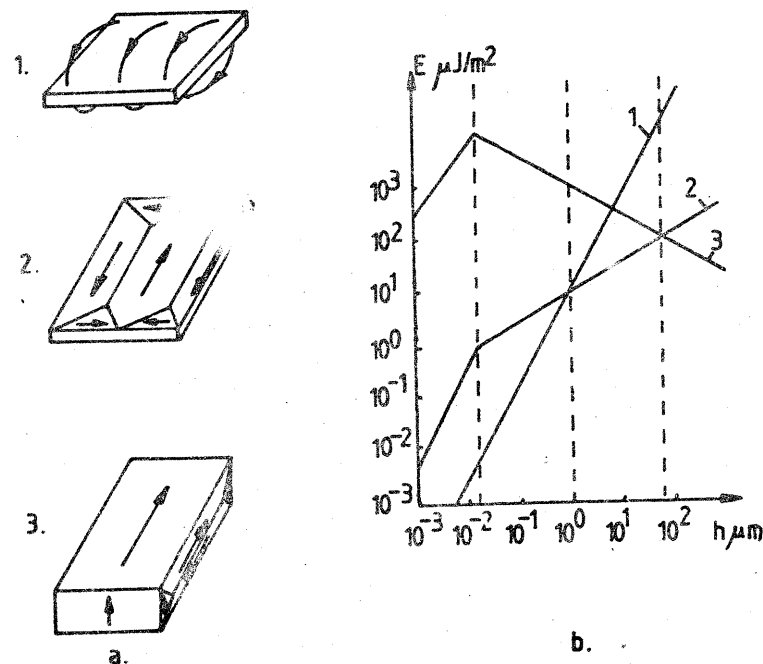


Fig. V.13

Se observă că, pe măsură ce grosimea păturii crește,

este mai favorizată energetic trecerea de la structura (1) la structura (2) și de la structura (2) la structura (3). Experimentele au arătat că pentru grosimi mai mici de 10^{-2} μm , structura pereților interdomenici se deosebește de structurile observate în cazul substanței masive, (pereți Bloch, Becker etc.). Pereții interdomenici care apar în aceste straturi se numesc pereți Néel. Figura V.14 prezintă o comparație între structura pereților Bloch și a pereților Néel.

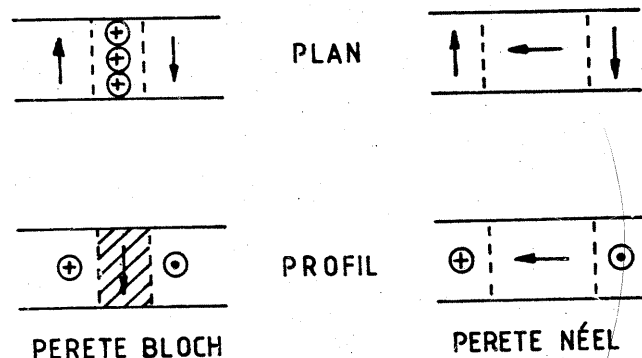


Fig. V.14

Deosebirea dintre pereții Bloch și pereții Néel constă în faptul că într-un perete Bloch, rotirea cu 180° a vectorului magnetizării are loc în plane paralele cu planul pereților interdomenici, în timp ce, într-un perete Néel rotirea cu 90° a vectorului magnetizării are loc într-un plan paralel cu planul

păturii. Prin aceasta, componenta vectorului magnetizării, perpendiculară pe planul păturii, este nulă nu numai în domeniile magnetice ci și în pereții interdomenici, fapt care corespunde minimului energiei magnetostatice.

5.5.2. Structuri de domenii-bandă

În ultima decadă a suscitat un interes deosebit studiul straturilor subțiri cu structuri de domenii sub formă de benzi paralele: domenii bandă. Aceste straturi subțiri sunt uneori numite hipercritice, deoarece proprietățile lor specifice apar numai în straturi a căror grosime este mai mare decât o anumită grosime critică h_{cr} . Dacă pentru straturile foarte subțiri este caracteristică starea de monodomeniu și anizotropia magnetică este localizată în planul păturii, pentru păturile hipercritice este caracteristică o configurație de multidomenii cu o structură dungată (stripe) ca în fig.V.15.a.

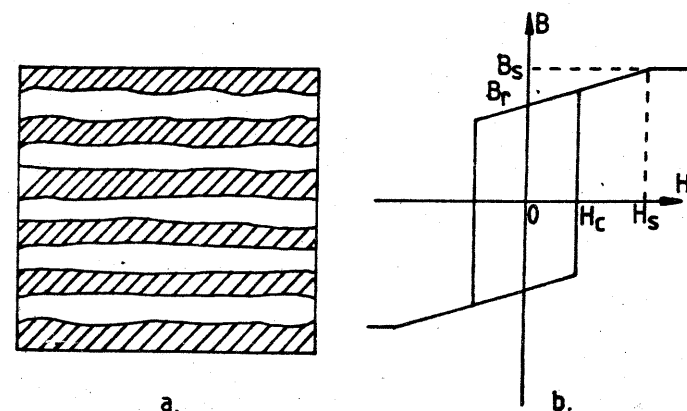


Fig. V.15

O astfel de structură a fost prevăzută de Landau și Lifshitz (1935). După evaluările lui Kittel (1951) grosimea la care poate să apară o astfel de structură este cuprinsă între $3 \cdot 10^{-7}$ și 10^{-5} m. Structura de benzi constă din domenii lungi și înguste; lărgimea unui domeniu este de ordinul fracțiunilor de μm până la câțiva μm , iar domeniile vecine sunt polarizate în sens invers. Există câteva teorii care formulează condițiile energetice favorabile apariției structurilor de domenii-bandă, asupra cărora nu ne vom opri aici.

Straturile hipercritice se caracterizează printr-un ciclu de histerezis de formă mai puțin convențională (fig. V.15.b). Acestui ciclu îi este proprie o așa numită anizotropie magnetică de rotație prin care se interpretează posibilitatea rotirii sistemului de benzi sub acțiunea unui câmp magnetic exterior. Datorită acestei proprietăți plăcile hipercritice sunt folosite ca elemente de memorii. Ele sunt folosite de asemenea ca rețele magnetice de difracție în holografie și în alte domenii.

5.5.3. Domenii magnetice cilindrice

Aceste domenii cilindrice numite uneori "bule magnetice", (bubbles) apar în anumite condiții în foițe subțiri monocristaline, și în anumite straturi subțiri fero și ferimagnetice. Primele domenii magnetice cilindrice (DMC) au fost puse în evidență de Bobeck (1967). Inițial ele au fost studiate pe substanțe cu formula chimică generală $R\text{FeO}_3$ în care R este unul dintre elementele pământurilor rare situate în Tabelul sistemului periodic la numerele 57 până 71. Acești compuși, care posedă o structură cristalografică ortorombică de tip perovskit, se numesc ortoferite. Toți acești compuși cu excepția SmFeO_3 , au la temperatură ambiantă (290 K) o magnetizație

spontană orientată paralel cu axa c ortorombică. Dacă din monocristalul de ortoferită se decupează o foiță subțire (grosimea de ordinul 50 μm) într-un plan perpendicular pe axa de ușoară magnetizare (axa c), în această foiță apare o structură de domeniu sub formă de labirint. În figura V.16. indicăm această configurație de labirint relevată prin aplicarea efectului Faraday de rotație a planului de polarizare a radiației luminoase care străbate perpendicular foița transparentă de ortoferită. Vectorii magnetizației în domenii sunt orientați în sensul pozitiv sau negativ al normalei la planul foiței șapt pentru care pe fig.V.16.a apar porțiuni întunecate alternând cu porțiuni luminoase.

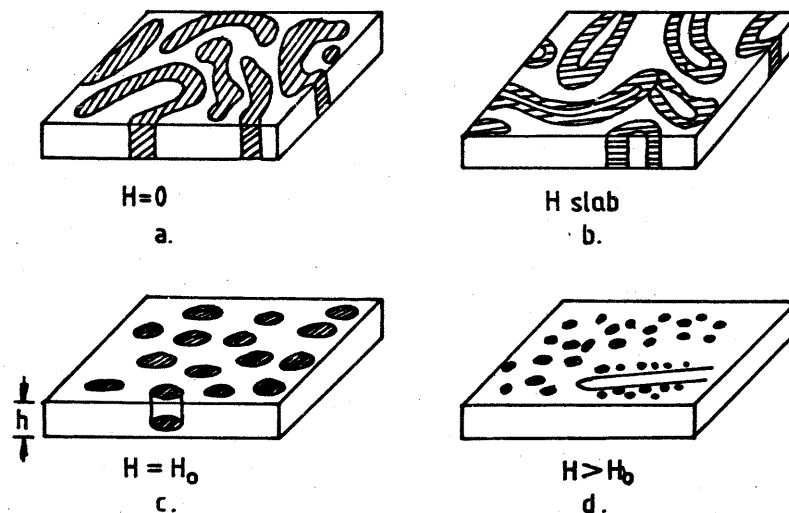


Fig. V.16

O astfel de structură a fost prevăzută de Landau și Lifshitz (1935). După evaluările lui Kittel (1951) grosimea este la care poate să apară o astfel de structură cuprinsă între $3 \cdot 10^{-7}$ și 10^{-5} m. Structura de benzi constă din domenii lungi și înguste; lărgimea unui domeniu este de ordinul fracțiunilor de μm până la câțeva μm , iar domeniile vecine sînt polarizate în sens invers. Există cîteva teorii care formulează condițiile energetice favorabile apariției structurilor de domenii-bandă, asupra cărora nu ne vom opri aici.

Straturile hipercritice se caracterizează printr-un ciclu de histerezis de formă mai puțin convențională (fig. V.15.b). Acestui ciclu îi este proprie o așa numită anizotropie magnetică de rotație prin care se interpretează posibilitatea rotirii sistemului de benzi sub acțiunea unui cîmp magnetic exterior. Datorită acestei proprietăți păturile hipercritice sînt folosite ca elemente de memorii. Ele sînt folosite de asemenea ca rețele magnetice de difracție în holografie și în alte domenii.

5.5.3. Domenii magnetice cilindrice

Aceste domenii cilindrice numite uneori "bule magnetice", (bubbles) apar în anumite condiții în foițe subțiri monocristaline, și în anumite straturi subțiri fero și ferimagnetice. Primele domenii magnetice cilindrice (DMC) au fost puse în evidență de Bobeck (1967). Inițial ele au fost studiate pe substanțe cu formula chimică generală $R\text{FeO}_3$ în care R este unul dintre elementele pămînturilor rare situate în Tabelul sistemului periodic la numerele 57 pînă 71. Acești compuși, care posedă o structură cristalografică ortorombică de tip perovskit, se numesc ortoferite. Toți acești compuși cu excepția SmFeO_3 , au la temperatură ambiantă (290 K) o magnetizație

spontană orientată paralel cu axa c ortorombică. Dacă din monocristalul de ortoferită se decupează o foiță subțire (grosimea de ordinul 50 μm) într-un plan perpendicular pe axa de ușoară magnetizare (axa c), în această foiță apare o structură de domeniu sub formă de labirint. În figura V.16.a indicăm această configurație de labirint relevată prin aplicarea efectului Faraday de rotație a planului de polarizare a radiației luminoase care străbate perpendicular foița transparentă de ortoferită. Vectorii magnetizației în domenii sînt orientați în sensul pozitiv sau negativ al normalei la planul foiței șapt pentru care pe fig.V.16.a apar porțiuni întunecate alternînd cu porțiuni luminoase.

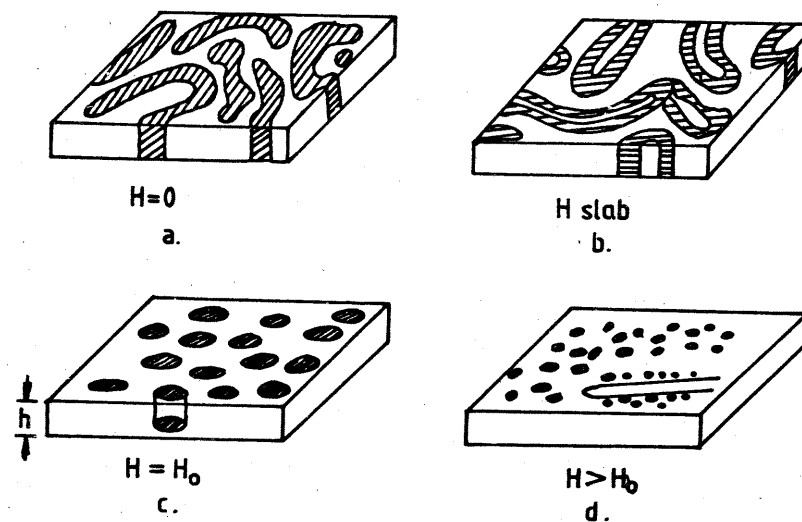


Fig. V.16

Dacă se aplică un câmp magnetic exterior H perpendicular pe suprafața foliei, se observă că, pe măsură ce câmpul crește dar rămâne mai mic decât o anumită valoare H_0 , structura de labirint, la început se rupe pentru a căpăta o formă de degete de mână (fig. V.16.b). Apoi, pentru $H = H_0$ se formează D.M.C. fig. V.16.c, a căror rază se micșorează treptat cu creșterea intensității câmpului H (fig.V.16.d) și în sfârșit aceste domenii cilindrice dispar (colapsează) și toată folia se magnetizează uniform ca un monodomeniu. Rezultă de aici că D.M.C. există numai într-un domeniu determinat de valori ale câmpului H . Pentru a sugera o explicație calitativă a cazului formării structurii de D.M.C. vom face o analogie formală între DMC și o picătură de lichid care se află pe un suport plan solid.

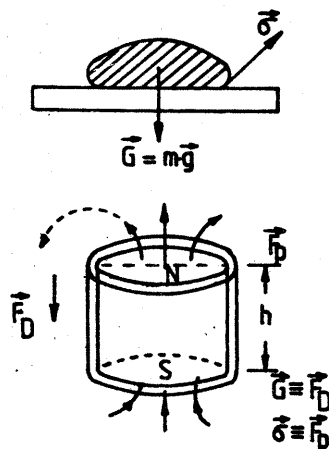


Fig. V.17

forțe: Forțele de origine magnetostatică, avînd tendința de a

(fig.V.17). Asupra picăturii acționează două tipuri de forțe: Greutatea $mg = G$, sub acțiunea căreia picătura se întinde pe suport, și forțele de tensiune superficială care tind să redea picăturii forma sferică. Asupra domeniului, în absența câmpului exterior H , acționează de asemenea două tipuri de

dilata domeniul, (a-i mări diametrul) și forțele legate de prezența energiei peretelui care tind să comprime domeniul (să-i micșoreze diametrul). Calitativ, în absența câmpului exterior forțele magnetostatice predomină și conduc la "întinderea" neuniformă a domeniului cu formarea structurii de labirint. Cînd se aplică un câmp H paralel cu generatoarea domeniului (axa de ușoară magnetizare) acționează și a treia forță, legată de interacțiunea domeniului cu câmpul H . Această forță F_H acționînd perpendicular pe suprafață tinde să comprime domeniul (să-i micșoreze diametrul). Pentru o valoare suficientă a câmpului H se formează DMC. Matematic energia totală pusă în joc în acest mecanism de producere a domeniilor este suma energiei peretelui W_p și a câmpului magnetizant E_M , minus energia câmpului demagnetizant E_D (ținînd seama de sensul forțelor)

$$(5.31) \quad E_T = E_p + E_M - E_D$$

Luînd în considerație faptul că $E_p = SW_p$ în care W_p este energia peretelui pe unitatea de suprafață, iar S este suprafața peretelui cilindric, și $E_M = VW_M$ în care W_M este densitatea volumică de energie magnetică și V volumul cilindrului, ecuația se scrie sub forma următoare

$$(5.32) \quad E_T = 2\pi R h W_p + 2\pi R^2 h P_s H - E_D$$

în care R este raza domeniului, h grosimea foliei respectiv înălțimea domeniului cilindric. Condiția de echilibru a structurii de domenii cilindrice corespunde minimului energiei totale, respectiv derivatei lui E_T în raport cu R , fapt care conduce la ecuația următoare:

$$(5.33) \quad H + \frac{W_p}{2\pi P_s} = \frac{\partial E_D / \partial R}{4\pi h P_s R}$$

sau, introducând notațiile:

$$(5.34) \quad H_p = \frac{W_D}{2RP_s} \quad \text{și} \quad H_D = \frac{\partial E_D / \partial R}{4\kappa h P_s R}$$

Obținem:

$$(5.35) \quad H + H_p = H_D = Y$$

În figura V.18. au fost reprezentate funcțiile Y date de (5.35). Acestea sînt două hiperbole; una $y = H_D$ are ca asimptote axele OY și R ; cealaltă, $y = H + H_p$ are ca asimptote axa OY și dreapta $y = H$.

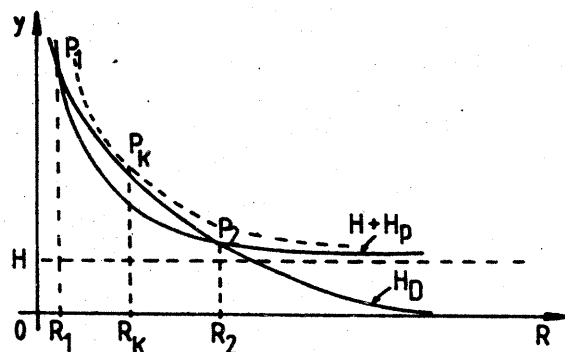


Fig. V.18

Rădăcinile ecuației (5.35) corespund punctelor de intersecție P_1 și P_2 ale celor două hiperbole. Ambele puncte corespund valorilor extreme ale energiei E_D dar energia minimă respectiv starea stabilă a domeniului corespunde punctului P_2 . Se poate urmări pe grafic că, dacă $H \rightarrow 0$, punctul P_2 tinde să se deplaseze către dreapta în domeniul $R \rightarrow \infty$. Această înseamnă că pentru $H = 0$ nu se formează domenii cilindrice ci o struc-

tură de labirint așa cum s-a observat experimental. Pe măsură ce cîmpul H crește în intensitate de la zero, punctul P_2 se deplasează spre stînga pentru a ajunge în domeniul razelor R finite, căruia îi corespunde apariția structurii de DMC. Creșterea intensității cîmpului, poate fi continuată pînă cînd $R = R_K$ (cele două puncte P_1 și P_2 se suprapun cu P_K) și rădăcinile ecuației (5.35) sînt confundate. Raza DMC atinge o valoare critică R_K . Pentru intensități H mai mari punctul de intersecție a celor două hiperbole dispăre și eșantionul trece în stare de magnetizare uniformă (saturație magnetică). Această trecere se numește colaps. Mărimea maximă a razei pentru care se menține o configurație stabilă de DMC este $R_{max} \approx 3R_K$. O teorie mai detaliată în care se ia în considerație și grosimea straturilor și prezența altor forme de energie liberă în cristal a fost elaborată de Thiele (1969). Pentru evaluarea proprietăților materialelor folosite pentru producerea DMC a fost introdusă noțiunea de lungime caracteristică a materialului

$$(5.36) \quad l_0 = \frac{\mu_0 W_D}{B_s^2}$$

în care B_s este inducția de saturație. Lungimea caracteristică are dimensiunea unei lungimi și este legată de grosimea foliei h și de diametrul D al domeniului. Diametrul minim $D_{min} = D_K = 3,9 l_0$ se corelează cu grosimea păturii: $h = 3,3 l_0$. În aplicațiile tehnice ale DMC se recomandă să se aleagă $h \approx 4 l_0$. Pentru această grosime h , cîmpul corespunzător mijlocului domeniului de stabilitate al DMC este $H_{mediu} = 0,3 M_s$ iar diametrul domeniului pentru acest cîmp, $D = 8 l_0$. Cîmpul coercitiv H_c al domeniului este în relație directă cu mobilitatea domeniului în material.

Aplicarea unui câmp magnetic exterior neuniform paralel cu planul foiței de ortoferită provoacă modificarea coordonatelor de poziție a domeniului în acest plan. Viteza de deplasare a unui domeniu este dată de relația:

$$(5.37) \quad v = \frac{\mu_p}{2} (\Delta H - \frac{8}{\pi} H_c),$$

în care μ_p reprezintă mobilitatea pereților interdomenici, dependentă de proprietățile materialului, ΔH este gradientul câmpului pe o distanță egală cu diametrul domeniului. Potrivit acestei formule (5.3), pentru ca deplasarea domeniului să aibă loc, este necesar să fie satisfăcută condiția

$$(5.38) \quad \Delta H > \frac{8}{\pi} H_c.$$

De aici rezultă necesitatea ca materialele utilizate pentru producerea domeniilor cilindrice să aibă coercitivitate mică.

Domeniile magnetice cilindrice sînt utilizate ca elemente pentru memorii magnetice (memorii cu bule magnetice) și pentru operații logice în mașinile de calcul electronice. În aceste dispozitive valorii (1) îi corespunde prezența domeniului într-un anumit punct în foița de ortoferită (care are rolul de mediu de stocare a informațiilor) iar valorii (0) îi corespunde absența domeniului în punctul respectiv. Se cunosc astăzi metode de generare și de anihilare a DMC, de deplasare reversibilă a DMC în planul XY al suprafeței foiței, de determinare a prezenței sau absenței DMC (redarea informației). Un domeniu magnetic cilindric poate fi considerat ca un mediu solid, capabil să realizeze operații multifuncționale fără să afecteze materialul suport. Datorită acestui fapt DMC sînt actualmente elemente de bază ale mașinilor electronice de calcul din noua generație.

Modul de dirijare a DMC: Problema constă în a realiza deplasări discrete ale domeniilor într-una sau două direcții la momente bine determinate. Domeniul cilindric poate fi considerat ca un dipol a cărui deplasare este posibilă în momentul acțiunii unor câmpuri magnetice exterioare de configurație specială. Topografia acestui câmp trebuie să fie astfel încît poziția domeniului după fiecare nouă deplasare discretă să fie fixată într-un punct bine determinat al mediului de informare; cu alte cuvinte, câmpul magnetic trebuie să se prezinte ca un sistem de capcane magnetice către care sînt dirijate și în care sînt fixate DMC. Dintre diferitele modalități de a realiza acest sistem reținem aici următorul: Pe suprafața foiței de ortoferită (suportul) se depune, printr-o tehnică specială, un sistem de figuri geometrice sub formă de T și de I constituite din straturi subțiri din permalloy de exemplu ca în fig. V.19. Cu ajutorul unui sistem de bobine magnetizante se creează un câmp de dirijare a domeniilor, H_{dir} , care acționează în planul foiței. Direcția acestui câmp poate fi comutată succesiv așa cum se vede în fig. V.19. Fiecărei orientări a câmpului H_{dir} îi corespunde o anumită repartiție a polilor magnetici la elementele din permalloy polarizate în acest câmp H_{dir} . S-a notat cu (+) polul N și cu (-) polul S. Convenim ca suprafața de bază a domeniului cilindric care se află către fața foiței pe care sînt aplicate figurile din permalloy să fie polul S sau (-); domeniul va fi atras de fiecare dată de figura din permalloy către regiunea unde această este polarizată (+). Se poate urmări pe figura V.19 că printr-o rotație a direcției câmpului H_{dir} de 360° , cele două domenii aflate inițial în pozițiile (1) și (2), vor fi deplasate în pozițiile (2) respectiv (3).

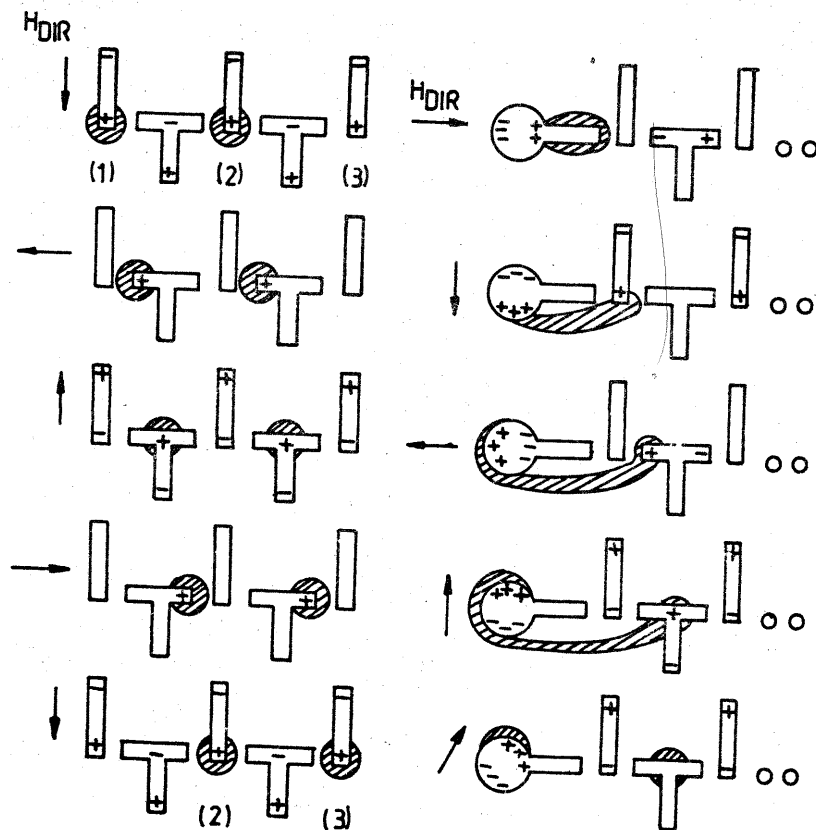


Fig. V.19

Prin acest mecanism fiecare domeniu poate fi deplasat și stocat într-un anumit loc din mediul de înregistrare. Deplasări efectuate în această manieră în cadrul unui aranja-

Fig. V.20

ment special al figurilor feromagnetice aplicate pe suprafața foiței de ortoferită pot să corespundă unor anumite operații logice de calcul. În figura V.20 dăm una dintre schemele posibile de generare a DMC, care poate fi corelată cu schema de deplasare a DMC din figura V.19. Generatorul este constituit ca și elementele sub formă de T și de I, dintr-un strat subțire de de permalloy de formă circulară cu un "dinte" (fig.V.20). Inițial generatorul se "încarcă" printr-un proces de nucleație. Pentru aceasta se aplică un câmp exterior H_e perpendicular pe planul foiței și puțin mai intens decât câmpul de colapsare H_K a domeniilor. Prin aceasta, pe toată suprafața foței excep-tind suprafața generatorului DMC colapsează iar în zona genera-torului se păstrează un domeniu de nucleație. Aceasta are loc datorită faptului că dimensiunile generatorului sînt mult mai mari decît ale tuturor celorlalte elemente ale sistemului și ca urmare câmpul de colapsare H_K al domeniului aflat sub gene-rator este mai mare (cu aproximativ 800 A/m) decît câmpul de colapsare al tuturor celorlalte puncte ale foței. În aceste condiții, prin acțiunea câmpului H_{dir} (rotire cu 360°), domeniul de nucleație se modifică așa cum se vede în figura V.20. La sfîrșitul unei rotații a câmpului H_{dir} , apare un DMC care este transferat în schema de deplasare a DMC (fig.V.19), iar generatorul este gata pentru a produce același mecanism un nou DMC.

Caracteristicile unor materiale utilizate pentru obținerea DMC sînt date în tabelul următor.

TABEL

Ortoferite $RFeO_3$					
R	B_s mT	D_K μm	h μm	l_0 μm	W_D $J/m^2 \cdot 10^3$
1	2	3	4	5	6

1	2	3	4	5	6
Y	10,5	76	76	20,2	1,8
Gd	9,4	94	61	23,4	1,7
Dy	12,8	51	41	13,7	1,8
Granați cu pământuri rare					
$\text{Er}_2\text{Tb}_1\text{Al}_{1,1}\text{Fe}_{3,9}\text{O}_{12}$	13,6	7,0	17	1,29	1,9
$\text{Y}_2\text{Gd}_1\text{Al}_{0,8}\text{Fe}_{4,2}\text{O}_{12}$	32,8	2,5	13,3	0,21	1,8

B_s - inducția de saturație, D_K - diametrul critic, h - grosimea foiței.

Ortoferitele se caracterizează printr-o mobilitate remarcabilă a pereților interdomenici; $\mu_p \approx (100 - 1000) \frac{\text{cm}}{\text{A/cm.S}}$. Densitatea de stocare a informațiilor în mașinile de calcul cu ortoferrite: $10^3 - 10^4 \text{ bit/cm}^2$. Granații cu pământuri rare, oferă posibilitatea unor densități mai mari de informație $10^5 - 10^6 \text{ bit/cm}^2$, dar mobilitatea pereților este mai mică $\mu_p (50-150) \frac{\text{cm}}{\text{A/cm.S}}$. În perspectiva apropiată densitatea de stocare a informației se prevede a fi 10^9 bit într-un volum de 5 cm^3 . Avantajele utilizării DMC în mașinile de calcul electronice constau și în faptul că ele necesită o putere mică (aproximativ $0,5 \mu\text{Watt/bit}$, deci de aproape 100 de ori mai mică decât în cazul utilizării elementelor semiconductoare. În plus, un preț de cost redus și o înaltă funcționabilitate datorată posibilităților de efectuare a unor operații logice complexe, și a unor operații de memorare într-un mediu magnetic omogen și de volum relativ mic.

5.6. Structuri de monodomenii. Dimensiunea critică pentru comportarea de monodomenii

În cazul cristalelor feromagnetice mari starea stabilă

a structurii de domenii corespunde orientării domeniilor, astfel încât fluxul magnetic să se închidă în interiorul cristallului, și fluxul magnetic total exterior să fie practic nul. Dar pe măsura micșorării dimensiunilor eșantionului, raportul dintre energia pereților interdomenici și energia magnetostatică se modifică. Energia pereților este proporțională cu suprafața pereților, deci cu pătratul dimensiunii liniare a eșantionului, în timp ce energia magnetostatică este proporțională cu volumul eșantionului, deci cu cubul dimensiunii liniare. Ca urmare, dacă eșantionul își păstrează forma, dar dimensiunile sale liniare se micșorează de n ori, energia cîmpului demagnetizant (magnetostatică) se micșorează de n^3 ori, iar energia pereților numai de n^2 ori. Aceasta ar însemna că, începînd de la o anumită dimensiune, să prevaleze energia pereților, în raport cu energia magnetostatică. În aceste condiții existența pereților nu mai este favorizată energetic și monocristalul se transformă într-un domeniu uniform magnetizat (monodomeniu) care se comportă ca un magnet permanent cu o energie magnetostatică bine determinată. În concluzie, pentru orice cristal feromagnetic există o dimensiune critică sub care acesta devine un monodomeniu. Dimensiunea critică a particulei cristaline depinde de forma particulei. Aceasta înseamnă că monocristale din același material, care au forme diferite (elipsoid, prismă, cub etc.) au dimensiuni critice diferite, sub care acestea au comportare de monodomeniu. Pe de altă parte, în condițiile unui ansamblu de particule, dimensiunea lor critică depinde de concentrația lor și de interacțiunile magnetostatice dintre ele, ambii factori avînd ca efect micșorarea dimensiunii critice.

În cele ce urmează, vom calcula dimensiunile critice pentru comportare de monodomeniu în câteva cazuri simple. Mai întâi vom considera cazul particulelor monodomenice sferice. Când o particulă sferică, de rază R , este constituită dintr-un singur domeniu, fig.V.21.a, singura energie care intervine este

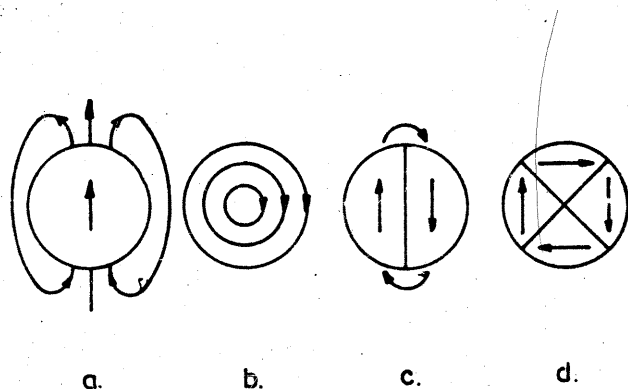


Fig. V.21

energia magnetostatică. Densitatea volumică de energie magnetostatică este

$$(5.39) \quad W_D = \frac{1N}{2\mu_0} P_s^2$$

În cazul sferei factorul demagnetizant este $N = \frac{1}{3}$ și energia totală a monodomeniului sferic este dată de relația

$$(5.40) \quad E = V \cdot W_D$$

în care V reprezintă volumul sferei sau

$$(5.41) \quad E = \frac{2\pi}{9\mu_0} R^3 P_s^2$$

Vom compara această energie cu energia unei particule sferice de aceeași rază R a cărei magnetizare este distribuită în volumul sferei astfel încît rezultanta sa să fie nulă. Vom proceda, ca și în paragraful precedent, presupunînd structurile posibile și calculînd energia corespunzătoare. În figura V.21, sînt propuse trei tipuri de structuri, care corespund succesiv unei slabe anizotropii (fig. V.21.b) unei anizotropii uniaxiale puternice (fig.V.21.c) și unei anizotropii cubice puternice (fig.V.21.d).

5.6.1. Particule sferice cu anizotropie slabă

În această structură (fig.V.21.b) magnetizarea este, în orice punct al sferei, tangentă la un cerc normal la axa Oz și al cărui centru este situat pe această axă. În acest caz în exterior nu apare o magnetizare rezultantă deoarece magnetizarea este tangentă la suprafața sferei; în acest caz întreaga energie liberă a sferei provine din energia de schimb. Mai întâi să evaluăm energia de schimb a atomilor situați pe un cerc oarecare de rază r . Numărul de atomi n , pe acest cerc este

$$(5.42) \quad n = \frac{L}{a} = \frac{2\pi r}{a}$$

în care a este distanța interatomică și L lungimea cercului. În acord cu formula (4.63), energia de schimb a unui sistem de n atomi vecini ale căror momente magnetice formează între ele unghiul α , este

$$(5.43) \quad E_s = nJS^2 a^2 (\text{grad } \alpha)^2$$

În cazul considerat

$$\text{grad } \alpha = \frac{2\pi}{L} = \frac{1}{r},$$

și energia de schimb pentru cei n atomi este:

(5.44)

$$E_s = 2 \pi J S^2 \frac{a}{r}$$

Ansamblul cercurilor de rază r formează un cilindru de axă Oz și înălțimea $h = 2\sqrt{R^2 - r^2}$ (fig.V.22). Momentele magnetice

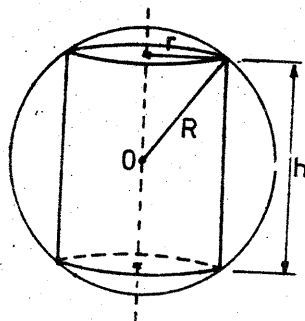


Fig. V.22

a doi atomi vecini situați pe aceeași generatoare a cilindrului (la distanța interatomică a) sînt paralele. Ca urmare energia de schimb E_0 a tuturor atomilor care aparțin cilindrului este egală cu suma energiilor corespunzătoare celor h/a cercuri, respectiv,

$$(5.45) \quad E_0 = \frac{h}{a} E_s = 4 \pi J S^2 \frac{\sqrt{R^2 - r^2}}{r}$$

Numărul de cilindri de rază r cuprinsă între r și $r+dr$ este $\frac{dr}{a}$, și prin integrare, între limitele a și R , se obține energia totală a particulei sferice considerate:

$$(5.46) \quad W_T = \int_a^R E_0 \frac{dr}{a} = \frac{4 \pi J S^2}{a} \int_a^R \frac{\sqrt{R^2 - r^2}}{r} dr$$

sau, pentru $R \gg a$,

$$(5.47) \quad W_T = 4 \pi J S^2 \frac{R}{a} \left[\log\left(\frac{2R}{a}\right) - 1 \right]$$

Pentru o sferă de Fe, energia W_T este egală cu energia particulei sferice monodomenice E (formula 5.41) cînd $R \approx 1,5 \cdot 10^{-8}$ m, sau aproximativ 40 distanțe interatomice.

5.6.2. Particule sferice cu anizotropie uniaxială

Cea mai simplă structură cu moment magnetic nul compoartă două domenii egale și polarizate în sens invers ca în figura

V.21.c. Energia totală a acestei particule este suma energiei magnetostatice a sistemului E_c și a energiei peretelui interdomenic E_p . În primă aproximație, energia magnetostatică a sferei bidomenice este egală cu o jumătate din valoarea energiei magnetostatice a sferei monodomenice, date de formula (5.41), respectiv

$$(5.48) \quad E_2 = \frac{1}{2} E = \frac{\mu}{9\mu_0} R^3 p_s^2$$

iar energia peretelui interdomenic este

$$(5.49) \quad E_p = \pi R^2 W_p$$

în care W_p este densitatea superficială de energie a peretelui. Pentru ca structura bidomenică să fie mai stabilă decît structura monodomenică este necesar ca raza sferei să fie mai mare decît raza critică determinată din condiția de egalitate a energiei celor două structuri

$$E_2 + E_p = E \quad \text{sau} \quad E_p = E_2$$

de unde

$$(5.60) \quad R_0 = \frac{9 \mu_0 W_p}{p_s^2}$$

Pentru o sferă de cobalt, raza critică este de ordinul $3 \cdot 10^{-8}$ m în timp ce grosimea peretelui Bloch este de ordinul $1 \cdot 10^{-8}$ m. Pentru o sferă de MnBi care are o anizotropie mai puternică decît a cobaltului, $R_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ m în timp ce grosimea peretelui este de $2 \cdot 10^{-8}$ m. În general se poate spune că diametrul critic al unei particule este cu atît mai mare cu cît anizotropia este mai puternică.

5.6.3. Particule sferice cu simetrie cubică

Repartiția magnetizării spontane este cea indicată în fig.7.21.d. Energia magnetostatică este nulă și singura contribuție la energia liberă a particulei este energia

pereților Becker (90°). Suprafața acestor pereți fiind $2\pi R^2$, iar densitatea superficială de energie a peretelui la 90° ^{fiind} W_p , se obține pentru energia totală a particulei expresia următoare:

$$(5.61) \quad E_p = 2\pi R^2 W_p$$

Comparând această energie cu energia unei particule monodomenice sferice (formula 5.41), rezultă că raza critică a sferei sub care este favorizată structura de monodomeniu este

$$(5.62) \quad R_c = \frac{9\mu_0 W_p}{P_s^2}$$

În cazul fierului $W_p(90^\circ) = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ și $P_s = 2,12 \text{ T}$ se deduce că $R_c \approx 10^{-8} \text{ m}$, în timp ce grosimea peretelui (calculată în § 4.8.2), este de 10^{-7} m , deci cu un ordin de mărime mai mare. Această structură n-are nici un sens pentru diametre de ordinul 10^{-8} m . Ar fi necesar ca diametrul să fie de câteva ori mai mare decât grosimea unui perete pentru ca o astfel de structură să existe. Rezultă deci că pentru fier structura de monodomenii este realizată pentru particule sferice al căror diametru este inferior diametrului critic de $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ determinat în cazul structurii cu anizotropie slabă (fig.V.21.b).

5.6.4. Dimensiunile critice ale particulelor aciculare

În figura V.22.a prezentăm o particulă paralelipipedică monodomenică, avînd lungimea $2a$ mult mai mare decât dimensiunile secțiunii transversale: $2b \times 2b$, iar alăturat, figura V.22.b o particulă de aceeași formă, constituită din două domenii lungi și două domenii de închidere. Pentru această particulă energia liberă este localizată în principal în pereții Bloch (180°), aceeași energie este

$$(5.63) \quad E = 2a \cdot 2b \cdot W_p.$$

În cazul structurii monodomenice (fig.V.22.a) prevalează

energia magnetostatică:

$$(5.64) \quad E_D = V \cdot W_D = \\ = \frac{4ab^2}{\mu_0} N P_s^2$$

în care V este volumul paralelipipedului, N este factorul demagnetizant de formă. Dimensiunile critice ale particulei, sub care structura de

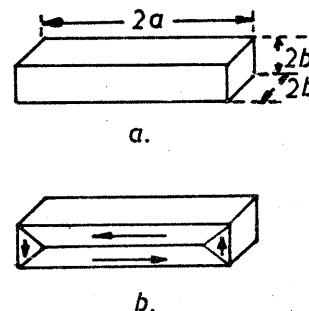


Fig. V.22

monodomeniu este mai probabilă decât structura de polidomenii, se determină egalînd energiile celor două structuri, (5.63) și (5.64). Se obține astfel:

$$(5.65) \quad 2b_K = \frac{2\mu_0 W_p}{N P_s^2}$$

În cazul unei particule aciculare de cobalt, $W_p = 3,7 \cdot 10^{-2} \text{ J/m}^2$, avînd raportul dimensiunilor $(2a/2b) = 5$, pentru care $N = 0,7$, se obțin următoarele dimensiuni critice:

$$2b_K = 4,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

$$2a_K = 2,3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

B I B L I O G R A F I E

Capitolul V

1. AKULOV N.S., DEGTIAR M., Ann. Phys. 15, 750 (1932)
2. BITTER, P., Phys. Rev. 38, 1903 (1931)
3. BOBECK, A.H., Bell. System Techn. J.
4. BOZORTH, R.M., J.Phys.Radium 12, 308 (1951)
5. LANDAU, L.D., LIFSHITZ, E.M., Phys.Z Soviet. 8, 153 (1935)
6. NÉEL, L., Cah. Physique 25, 21 (1944)
7. NÉEL, L., C.R. Acad.Sci.Paris 241, 533 (1955)
8. ROBERTS, B.W., BEAN, C.P., Phys.Rev. 96, 1494 (1954)
9. THIELE, A.A., Bell System Techn. J. 48 3287 (1969)
10. WILLIAMS, H.J., BOZORTH, R.M., Phys.Rev. 85, 713 (1952)
11. WILLIAMS, H.J., BOZORTH, R.M., SHOCKLEY, W., Phys.Rev. 75, 155 (1949)
12. WILLIAMS, H.J., Phys.Rev. 72, 529 (1947)

C A P I T O L U L V I

TEORIA CURBELOR DE MAGNETIZARE SI A
CICLULUI DE HISTEREZIS

⑥.1. Dinamica domeniilor în procesul magnetizării

Observarea structurii de domenii simultan cu ridicarea curbei de magnetizare a unui eşantion feromagnetic oferă posibilitatea urmăririi dinamicii domeniilor în procesul magnetizării. Eşantionul feromagnetic (policristalin) constituit dintr-un mozaic de monocristale cu structură de multidomenii este instalat în magnetometru fig.VI.1. Configuraţia domeniilor unuia dintre monocristale este observată prin tehnica rotirii planului de polarizare a luminii reflectate pe suprafaţa monocristalului (efect Kerr). Presupunem că axa de uşoară magnetizare a monocristalului studiat este orientată sub un unghi θ faţă de direcţia cîmpului magnetic exterior H . În absenţa cîmpului magnetic, $H = 0$, (punctul de origine al curbei de magnetizare, fig.VI.2) repartiţia domeniilor în monocristalul cu anizotropie uniaxială (fig.VI.3.a, cu domenii de închidere sau cu poli magnetici liberi) este astfel încît polarizaţia magnetică resultantă să fie nulă. Cînd se aplică un cîmp slab (în domeniul $0-H_1$) se observă o uşoară deplasare a pereţilor interdomenici, astfel încît volumul domeniilor polarizate în sensul cîmpului sau sub un unghi mic faţă de H se măreşte pe seama micşorării volumului

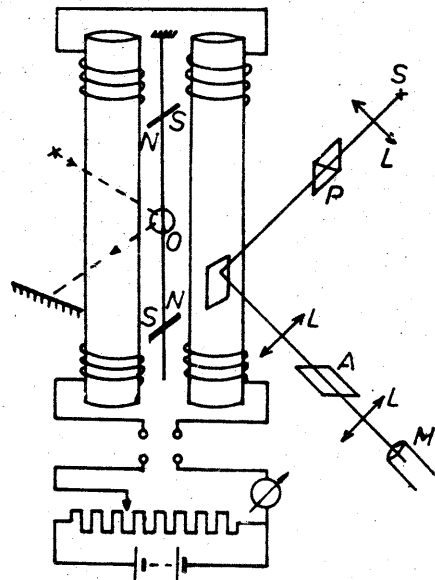


Fig. VI.1

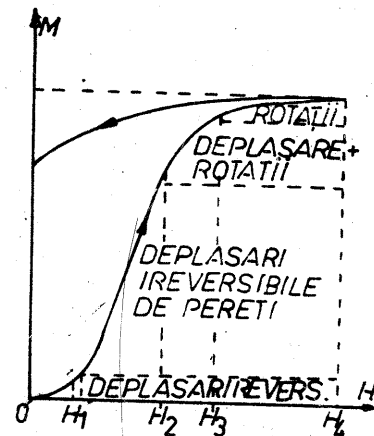


Fig. VI.2

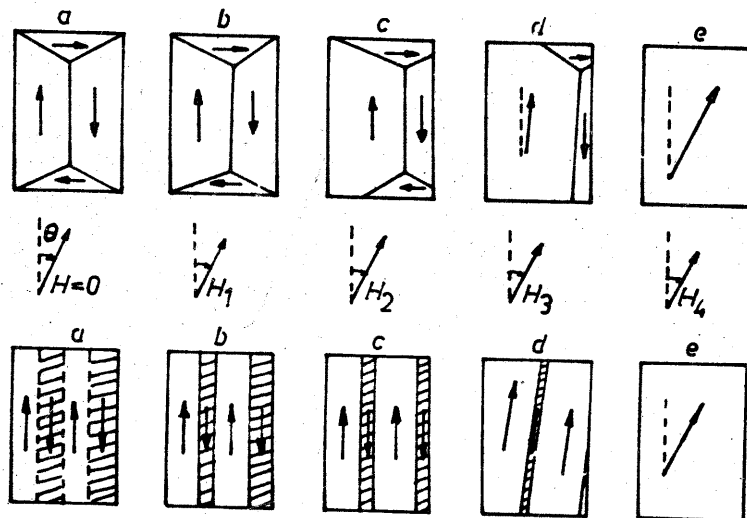


Fig. VI.3

domeniilor polarizate în sens opus (fig.VI.3). Această deplasare de pereți este însoțită de o ușoară creștere a magnetizației M pe curba de magnetizare (fig.VI.2). Dacă se suprimă cîmpul H_1 se observă o revenire a pereților la pozițiile inițiale și totodată dispariția magnetizației. În concluzie, în cîmpuri slabe magnetizarea variază reversibil cu cîmpul H și această variație reversibilă se datorește unei deplasări reversibile a peretilor. Creșterea în continuare a intensității cîmpului H , (în domeniul $H_1 - H_2$ fig.VI.2) este însoțită de o creștere mai rapidă a volumului domeniilor polarizate în sensul cîmpului (fig.VI.3.c) (o creștere în salturi), căreia îi corespunde o creștere rapidă a magnetizației M (porțiunea abruptă a curbei de magnetizare fig.VI.2). Dacă în acest domeniu se suprimă cîmpul H , pereții interdomenici nu mai revin la poziția lor inițială ci rămîn blocați în poziții apropiate de cele corespunzătoare cîmpului. În acest domeniu, $H_1 - H_2$, magnetizarea are loc printr-un proces de deplasare ireversibilă a peretilor interdomenici. În continuare, unei creșteri a intensității cîmpului (în domeniul $H_3 - H_4$ fig.VI.2) îi corespunde o deplasare mai lentă a peretilor și totodată o rotație a polarizației domeniilor către direcția cîmpului. În acest domeniu magnetizarea are loc printr-un mecanism de deplasare a peretilor și de rotație a magnetizării spontane (fig.VI.3.d). Cîmpul continuînd să crească, se produce o dispariție a ultimilor pereți și, pentru un cîmp suficient de intens H_4 , magnetizația spontană este dirijată în direcția cîmpului și se realizează saturația magnetică. Strict vorbind, creșterea cîmpului H peste această valoare H_4 , este însoțită de o foarte slabă creștere a magnetizației (paraproces) care la limită se apropie de saturația absolută (corespunzătoare temperaturii de 0 K).

Dacă se suprimă câmpul H_4 , are loc un proces de rotație reversibilă a magnetizației astfel încât, pentru $H=0$, proiecția vectorului magnetizației pe direcția câmpului este egală cu magnetizația remanentă M_r . Magnetizarea nu variază reversibil cu câmpul (histerezis magnetic).

De fapt această analiză a alurii curbei de magnetizare în relație cu dinamica domeniilor de magnetizare spontană este mult simplificată. În realitate procesul este mai complicat deoarece, atât deplasarea pereților cât și rotația magnetizării pot să aibă loc și în câmpuri slabe dar oricum, în domeniul câmpurilor slabe, deplasările de pereți sînt preponderente în timp ce în domeniul câmpurilor intense este dominant mecanismul de rotație a magnetizării.

Matematic, procesul de magnetizare, respectiv orientarea magnetizării spontane în direcția câmpului magnetic exterior H , poate fi exprimat în modul următor: Notăm cu

$$(6.1) \quad m_1 = M_s v_1 \cos \theta_1,$$

proiecția pe direcția lui H a momentului magnetic al domeniului de magnetizare spontană al cărui volum este v_1 și a cărui magnetizație M_s formează unghiul θ_1 cu câmpul H . Proiecția momentului magnetic total m pe direcția lui H , este

$$(6.2) \quad m = M_s \sum v_1 \cos \theta_1$$

Variația momentului magnetic m în funcție de intensitatea câmpului are loc prin mecanismul deplasării pereților (variația volumului v_1) și prin mecanismul rotației magnetizării spontane (variația unghiului θ_1):

$$(6.3) \quad \delta m = M_s \sum \cos \theta_1 \delta v_1 + M_s \sum v_1 \delta (\cos \theta_1)$$

Primul termen din această ecuație corespunde magnetizării condi-

ționate de procesul de deplasare a pereților interdomenici, al doilea termen corespunde magnetizării condiționate de procesul de rotație a magnetizării spontane.

Împărțind ecuația (6.3) cu volumul total al eșantionului $\sum v_1$ se obține expresia magnetizației în câmpul H

$$(6.4) \quad \delta M_H = \delta M_{\text{depl}} + \delta M_{\text{rot}}$$

În mod corespunzător se obține expresia susceptibilității volumice $k = (\delta M / \delta H)$

$$(6.5) \quad k = \left(\frac{\delta M}{\delta H} \right)_{\text{depl.}} + \left(\frac{\delta M}{\delta H} \right)_{\text{rot}} = k_{\text{depl}} + k_{\text{rot}}.$$

Analiza curbelor de magnetizare ale diferitelor grupe de materiale, pune în relief faptul că susceptibilitatea materialelor magnetic moi este determinată în principal de procesul de deplasare a pereților, respectiv de componenta k_{depl} , în timp ce susceptibilitatea materialelor magnetic dure este determinată de procesul de rotație, componenta k_{rot} fiind dominantă.

6.2. Teoria procesului de magnetizare prin deplasarea pereților

Teoretic, într-o substanță feromagnetică ideală (pură și cristalizată perfect) deplasarea unui perete interdomenic nu necesită nici o cheltuială de energie. Acest fapt nu este valabil pentru substanțele reale în care au loc tensiuni interne repartizate neregulat, și în care se întîlnesc impurități, neferomagnetice, cavități sau defecte cristalografice. O evaluare cantitativă riguroasă a procesului de magnetizare prin deplasarea pereților în cazul substanțelor reale este deci dificilă atât timp cît însăși structura pereților și modul de deplasare al acestora depinde de acești factori, care de regulă nu sînt

exact definiți în cazul substanțelor reale. De exemplu, dacă un perete, în timpul deplasării, întâlnește o incluziune neferomagnetică, aceasta perforază peretele, fapt care se traduce prin micșorarea energiei peretelui W_p , ca urmare a micșorării suprafeței acestuia. Rezultă că energia peretelui poate să atingă o valoare minimă când în perete se află un număr maxim de incluziuni neferomagnetice. Din acest motiv, în absența cîmpului magnetic exterior pereții interdomenici tind să se situeze astfel încît să intersecteze numărul maxim de incluziuni sau de impurități neferomagnetice din cristal. Faptele se petrec ca și cum pereții ar fi atrași către regiunile cu număr mare de incluziuni și, pentru a-i scoate din aceste regiuni, este necesar să se aplice cîmpuri magnetice mai intense. Un rol analog îl joacă neuniformitatea tensiunilor interne care se manifestă totdeauna într-o măsură mai mare sau mai mică în eșantioanele feromagnetice. Pereții tind să se fixeze în regiunile în care tensiunile sînt minime. Incluziunile, impuritățile și tensiunile interne au un rol coercitiv asupra pereților. Energia pereților crește mult cînd aceștia sînt extrași (dislocați) din regiunile în care incluziunile neferomagnetice și impuritățile sînt maxime, sau în care tensiunile sînt minime, operație care necesită aplicarea unor cîmpuri suficient de intense. Variația maximă a energiei peretelui în aceste cazuri, poate fi considerată ca o măsură a cîmpului coercitiv.

Se poate sugera o idee mai precisă asupra fenomenului de deplasare a pereților, considerînd figura VI.4.a care reprezintă două domenii adiacente magnetizate în sens opus, și separate printr-un perete Bloch aflat în planul yOz . Conform celor spuse, energia peretelui depinde de poziția acestuia definită

ie a energiei W_p în funcție de x depinde de distribuția neuniformităților în interiorul cristalului.

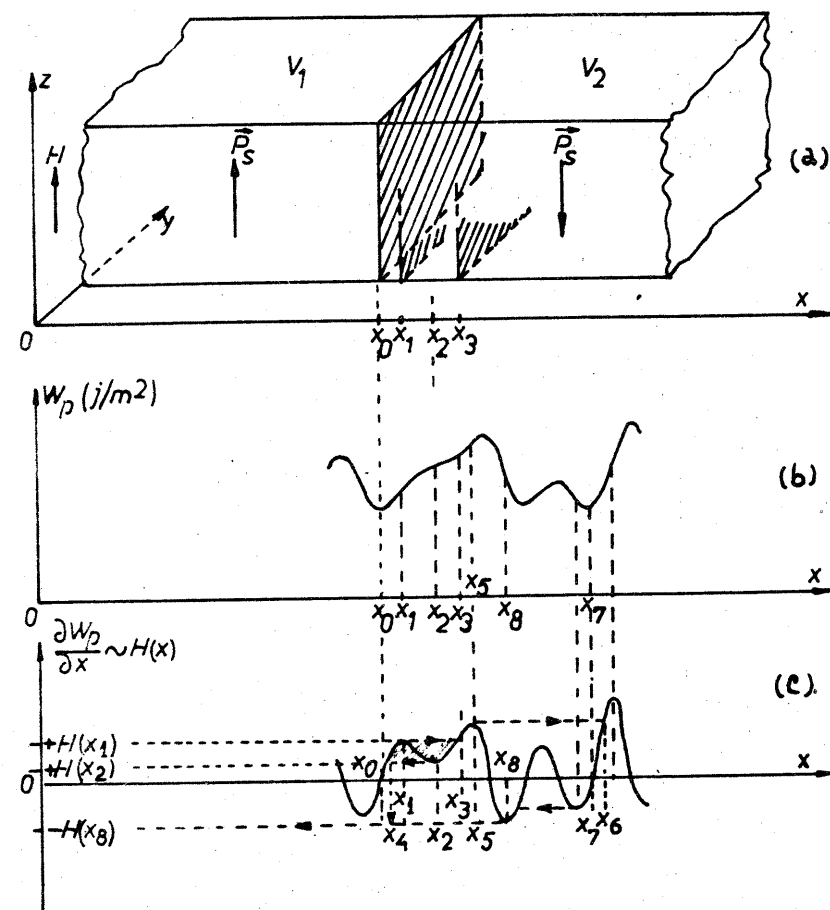


Fig. VI.4

În absența cîmpului magnetic exterior H , perețele ocupă o poziție $x = x_0$ care corespunde unui minim de energie W_p (fig.VI.4.b). Cînd se aplică un cîmp H slab paralel cu axa de

ușoară magnetizare Oz , în direcția căreia este vectorul polarizației spontane \vec{P}_s , peretele se deplasează pînă în poziția $x = x_1$ în care se stabilește echilibrul între presiunea exercitată asupra peretelui de către forțele care ancorează peretele în poziția de minimum de energie (W_p este densitatea superficială de energie).

$$(6.6) \quad p = - \frac{\delta W_p}{\delta x}$$

și presiunea exercitată de forțele aplicate pentru mărirea volumului V_1 cu polarizare în sensul cîmpului, în detrimentul volumului V_2 polarizat invers. Această presiune poate fi evaluată în modul următor. Dacă L este lungimea cristalului în direcția x , și $S = yz$ este suprafața peretelui, energia corespunzătoare este:

$$E_1 = -P_s H v_1 = -P_s H S (x_0 + x)$$

$$E_2 = +P_s H v_2 = +P_s H S [L - (x_0 + x)]$$

energia totală

$$E = E_1 + E_2 = -P_s H S [2(x_0 + x) - L]$$

și presiunea normală

$$(6.7) \quad p' = \frac{1}{S} \frac{\partial E}{\partial x} = -2P_s H$$

Echilibrul celor două presiuni (6.6) și (6.7) (pentru $x = x_1$) corespunde egalității:

$$(6.8) \quad H(x_1) = \frac{1}{2P_s} \left(\frac{\partial W_p}{\partial x} \right)_{x=x_1}$$

Dacă direcția cîmpului H formează unghiul θ cu direcția polarizației spontane expresia (6.8) se scrie sub o formă mai generală:

$$(6.9) \quad H = \frac{1}{2P_s \cos \theta} \frac{\partial W_p}{\partial x}$$

6.2.1. Histeresis condiționat de procese de deplasare ireversibilă a peretilor interdomenici

Presupunem că, în absența cîmpului magnetic exterior ($H = 0$), peretele interdomic (fig.VI.4.a) se află în poziția $x = x_0$, în care energia sa, $W_p(x_0)$ este minimă (fig.VI.4.b) și presiunea exercitată asupra peretelui este $p(x_0) = (\partial W_p / \partial x)_{x=x_0} = 0$ (fig. VI.4.c); volumele domeniilor fiind egale, $v_1 = v_2$ și polarizate în sens opus, polarizația magnetică rezultantă este nulă și acest caz corespunde punctului de origine al curbei de magnetizare (fig.VI.2). Cînd se aplică un cîmp magnetic slab, pozitiv H , presiunea $p'(x) = 2P_s H$ crește, provocînd o deplasare a peretelui în sensul pozitiv al axei x ; această deplasare antrenează o creștere a volumului v_1 pe seama micșorării volumului v_2 , polarizat în sens opus, fapt care se traduce printr-o creștere a magnetizației sistemului în sensul cîmpului H . Deplasarea este reversibilă atît timp cît $p'(x)$, respectiv H nu atinge valoarea H_1 corespunzătoare poziției $x = x_1$ în care presiunea $p(x_1) = (\partial W_p / \partial x)_{x=x_1}$ exercitată asupra peretelui de forțele care tind să-l rețină în poziția de echilibru inițială este maximă (fig.VI.4c), sau în care panta curbei $W_p = f(x)$ este maximă (fig.VI.4.b). Dacă se suprimă cîmpul H , peretele revine la poziția inițială ($x=x_0$) și magnetizarea ansamblului se anulează. Se interpretează în acest mod fenomenul de variație reversibilă a magnetizării în domeniul cîmpurilor slabe ($0 < H < H_1$; fig. VI.2); acest fenomen este în relație directă cu un mecanism de deplasare reversibilă a pereților interdomici. Cînd cîmpul depășește cu puțin valoarea H_1 , presiunea p' crește foarte puțin în timp ce presiunea antagonistă p se micșorează. Condiția de echilibru a peretelui ($p' = p$) nu mai este

satisfăcută decât pentru $x = x_3$, unde panta curbei $W_p = f(x)$, respectiv $(\partial W_p / \partial x)_{x_3}$, are aceeași valoare ca în x_1 . În consecință, unei ușoare creșteri a cîmpului peste valoarea H_1 îi corespunde un salt al peretelui din poziția x_1 în poziția x_2 ; acest salt implică o creștere bruscă a volumului V_1 în detrimentul volumului V_2 , deci o creștere discontinuă a magnetizației numită **salt Barkhausen**. O creștere ulterioară a cîmpului H peste valoarea H_1 provoacă o deplasare a peretelui spre dreapta față de poziția x_3 , deplasare care este reversibilă atît timp cît pereții nu atinge poziția $x = x_5$ în care $p(x_5)$ este maximă. Dacă acum se micșorează cîmpul deplasarea către stînga este reversibilă pînă în poziția $x = x_2$ careia îi corespunde cîmpul $H_2 < H_1$ (fig. VI.5) la care se produce o deplasare discontinuă (irreversibilă pînă în poziția $x = x_4$. Pentru $H < H_2$ deplasarea către

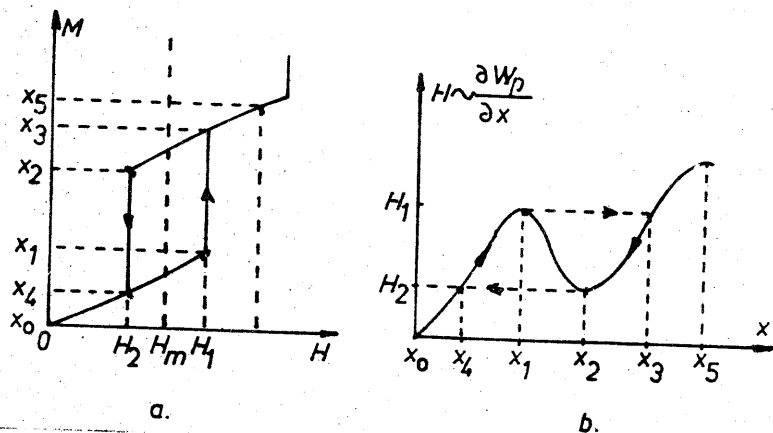


Fig. VI.5

stînga a peretelui este reversibilă. Variația magnetizării

este reprezentată hăgurat pe fig. (VI.4.e) și separat în figura VI.5. Mecanismul de variație a magnetizării în funcție de H , simulat în fig. VI.5.b, oferă posibilitatea de a distinge existența unei susceptibilități reversibile diferite de susceptibilitatea diferențială (noțiuni care au fost definite în Cap. I).

Notăm cu $H_m = (H_1 + H_2)/2$ valoarea medie și cu $\Delta H = H_1 - H_2$. Dacă prin valori crescătoare ale cîmpului se trece de la $H_m - \frac{\Delta H}{2}$ la $H_m + \frac{\Delta H}{2}$, variația magnetizării ΔM_d corespunde deplasării peretelui pe distanța $x_3 - x_4$ și susceptibilitatea diferențială este dată de

$$(6.10) \quad k_d = \frac{\Delta M_d}{\Delta H}$$

Cînd cîmpul execută oscilații cu amplitudinea $\pm \Delta H/2$, în jurul valorii H_m variația magnetizării ΔM_F corespunde deplasării reversibile a peretelui pe distanța $(x_1 - x_4)$ sau $(x_3 - x_2)$ și susceptibilitatea reversibilă observată

$$(6.11) \quad k_F = \frac{\Delta M_F}{\Delta H}$$

este mai mică decât susceptibilitatea diferențială (fig. VI.6).

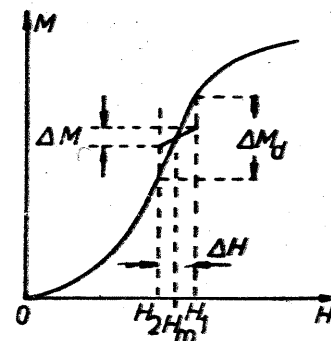


Fig. VI.6

Să urmărim în continuare pe figura VI.4.c, procesul de magnetizare prin deplasarea pereților pentru cîmpuri mai mari decât $H(x_1)$ definit în (6.8). Să aplicăm de exemplu un cîmp puțin mai intens decât $H(x_5)$. Pereții se va deplasa brusc pînă în poziția x_6 și, după suprimarea cîmpului ($H = 0$), el

nu mai revine în poziția inițială. Noua sa poziție de echilibru corespunde minimului energiei W_p celui mai apropiat de poziția x_6 , anume poziției x_7 , pentru care volumele V_1 și V_2 separate prin pereții interdomenici, rămân inegale și polarizația rezultantă reprezintă magnetizația remanentă. Pentru a deplasa pereții către stînga va trebui să se aplice un cîmp în sensul negativ. De exemplu, pentru valoarea negativă $H(x_8)$ pereții se va deplasa ireversibil către stînga depășind chiar și poziția inițială (fig.VI.4.c); acesta se va opri la stînga lui x_6 într-o poziție x_9 pentru care $p'(x_9) > p(x_8)$. Magnetizarea variază deci ireversibil în funcție de H și aceste deplasări ireversibile ale pereților interdomenici sînt la originea fenomenului de histeresis magnetic

6.2.2. Cîmpul coercitiv și permeabilitatea inițială în procesele de magnetizare prin deplasarea pereților

Pentru ca pereții să poată învinge obstacolele cele mai mari pe care le întîlnesc în cursul deplasării lor, valoarea cîmpului magnetic $H(x)$ trebuie să fie superioară unei valori limită H_0 dată de

$$(6.12) \quad H_0 = \frac{1}{2F_g \cos \theta} \left(\frac{\partial W_p}{\partial x} \right)_{\max}$$

Un astfel de cîmp ar fi capabil să producă inversarea magnetizării așa cum o poate face un cîmp comparabil cu cîmpul coercitiv al eșantionului. Rezultă că se poate defini cîmpul coercitiv ca fiind valoarea medie pătratică a acestui cîmp limită H_0 , considerată pentru ansamblul pereților interdomenici existenți în eșantion.

Variația energiei peretelui cu poziția sa în cristalul feromagnetic este foarte complexă; numeroși factori pot să

contribuie simultan la energia totală a peretelui. Pentru calculul cîmpului coercitiv și al permeabilității inițiale ne vom limita la examinarea unor cazuri simple în care energia peretelui este determinată cu preponderență fie de prezența tensiunilor interne din cristal, fie de prezența incluziunilor neferomagnetice sau a cavităților, fie de prezența energiei magnetostatice datorată polarizării suprafeței incluziunilor neferomagnetice.

1° Efectul tensiunilor

a. Cîmpul coercitiv. Considerăm un cristal uniaxial cu anizotropie magnetocristalină W_K suficient de mare pentru ca ea singură să impună orientarea magnetizării spontane, după direcția axei. În cristal există tensiuni interne variabile de la un punct la altul pe care le considerăm în primă aproximație izotrope. Energia de tensiuni corespunzătoare W_0 este dată de formula (4.38); direcția tensiunii principale în cristalul uniaxial fiind paralelă cu axa, deci cu \vec{P}_g , această formulă se reduce la

$$(6.14) \quad W_0 = \frac{3}{2} \lambda_g \sigma.$$

Ținînd seama de faptul că $W_K \gg W_0$, efectul tensiunilor poate fi neglijat, în interiorul domeniilor feromagnetice dar nu poate fi neglijat și în pereții interdomenici unde compromisul între forțele de schimb și cele de anizotropie cristalină este incomodat de prezența tensiunilor. În consecință energia superficială a pereților W_p fiind perturbată de efectul tensiunilor interne, expresia acestei energii, dată de formula (4.76) va trebui să fie corectată. Formula (4.76), valabilă în absența tensiunilor, se scrie, ținînd seama de (4.66), sub forma:

$$(6.15) \quad W_p = 2\pi \sqrt{\frac{hJS^2K}{a}} = 2\pi \sqrt{AK}$$

în care K reprezintă constanta de anizotropie uniaxială. Luând în considerație și energia de tensiuni (6.14), această formulă capătă forma următoare:

$$(6.16) \quad W_p = 2K \sqrt{A \left[K + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma(x) \right]}$$

în care s-a presupus că σ este o funcție de x iar axa Ox este perpendiculară pe pereții interdomenic a cărui suprafață este considerată plană. Pereții se află într-o poziție de echilibru când presiunea exercitată de forțele magnetostatice $p'(x) = -2P_s H(x) \cos \theta$ este egală cu presiunea de rechemare a peretelui către poziția de minimum de energie: $p = \partial W_p / \partial x$. Ținând seama de (6.16) și de faptul că $\frac{3}{2} \lambda_s \sigma(x) \ll K$, această presiune este

$$(6.17) \quad p = \frac{\partial W_p}{\partial x} = \frac{\pi A \cdot (3/2) \lambda_s}{\sqrt{AK}} \frac{d\sigma}{dx}$$

sau, în virtutea relației (4.75), în care grosimea peretelui este egală cu $\pi \sqrt{A/K}$,

$$(6.18) \quad \dot{p} = \frac{\partial W_p}{\partial x} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \frac{d\sigma}{dx}$$

Condiția de echilibru a pereților se obține egalând presiunile $p'(x)$ și $p(x)$:

$$(6.19) \quad H = \frac{3}{4} \frac{\lambda_s \sigma}{P_s \cos \theta} \frac{d\sigma(x)}{dx}$$

Pereții poate să execute o deplasare ireversibilă de amplitudine mare când cîmpul H este superior cîmpului limită H_0 definit prin formula (6.12):

$$(6.20) \quad H_0 = \frac{3}{4} \frac{\sigma^0}{P_s \cos \theta} \left(\frac{d\sigma}{dx} \right)_{\max}$$

Iar cîmpul coercitiv H_c definit de (6.13) este dat de valoarea medie pătratică a acestui cîmp H_0 , pentru toți pereții existenți în cristal.

Expresia (6.20) poate fi particularizată pentru diferite modele de variație a tensiunilor interne în funcție de direcția de deplasare a peretelui, $\sigma(x)$. În modelul lui Becker, se consideră o bandă feromagnetică în care tensiunile ar fi repartizate într-un mod sinusoidal în lungul benzii fig. VI.7. Este evident că o astfel de regularitate nu există dar se poate apăsia că, în medie, tensiunile pozitive și negative sînt numeric egale și n-ar fi cu totul absurd să se adopte o variație sinusoidală a acestora.

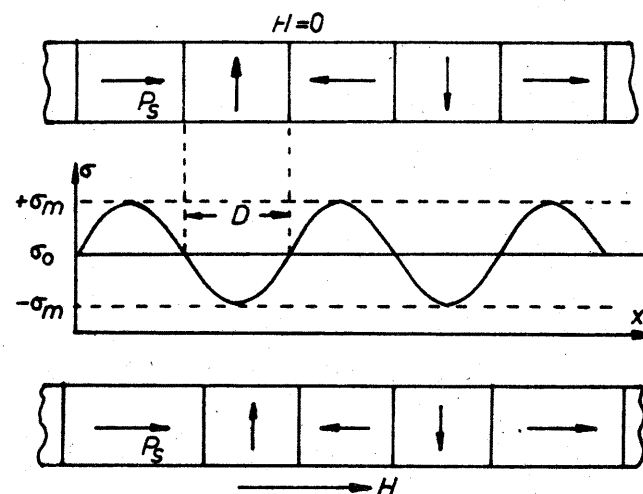


Fig. VI.7

Dacă substanța are o magnetostricțiune pozitivă ($\lambda > 0$) polarizația va fi longitudinală în regiunile în care tensiunile sînt pozitive (tracțiune) și transversală în regiunile în care tensiunile sînt negative (comprimare). Domeniile de magnetizare spontană indicate în fig. VI.7 au lungime D , când $H = 0$, și ele corespund valorilor extreme ale tensiunii. În acest mod se poate

exprimă tensiunea ca o funcție de x de forma

$$(6.21) \quad \sigma = \sigma_0 + \sigma_m \sin\left(\frac{\pi x}{D}\right)$$

iar formula (6.20) particularizată pentru o repartiție sinusoidală a tensiunilor se scrie

$$(6.22) \quad H_0 = \frac{3\pi}{4} \cdot \frac{\lambda_s \sigma_m}{P_s \cos \theta} \left(\frac{e}{D}\right)$$

Dacă se presupune o variație a temperaturii în funcție de x sub formă de dinți de fierăstrău cu perioada $2D$, se poate scrie, în primă aproximație

$$(6.23) \quad \frac{d\sigma}{dx} = \frac{\sigma_m}{D}$$

și formula (6.20) capătă următoarea formă pentru valoarea limită a cîmpului H_0 :

$$(6.24) \quad H_0 = \frac{3}{4} \frac{\lambda_s \sigma_m}{P_s \cos \theta} \left(\frac{e}{D}\right)$$

Formulele (6.22) și (6.24) sînt valabile numai dacă grosimea peretelui e , este mică în comparație cu distanța D în care are loc variația periodică a tensiunii σ_0 , ($e \ll D$). Calcule făcute pentru cazul în care grosimea peretelui este mare comparativ cu distanța pe care apare o variație de tensiune ($e \gg D$) (Herpin 1968), conduc la următoarea expresie pentru H_0 :

$$(6.25) \quad H_0 = \frac{1}{2} \frac{\lambda_s \sigma_m}{P_s \cos \theta} \left(\frac{D}{e}\right)$$

După Weil (1951) formulele (6.24) și (6.25) pot fi scrise sub o formă generală

$$(6.26) \quad H_0 = \frac{3(e/D)}{1+3(e/D)^2} \cdot \frac{\lambda_s \sigma_m}{2P_s \cos \theta} = p \frac{\lambda_s \sigma_m}{2P_s \cos \theta}$$

în care

$$(6.27) \quad p = \frac{3(e/D)}{1+3(e/D)^2}$$

iar cîmpul coercitiv este de forma

$$(6.28) \quad H_0 = \bar{p} \cdot \frac{3}{2} \frac{\lambda_s \sigma_m}{P_s}$$

Variația funcției p cu raportul (e/D) este dată de figura VI.8.

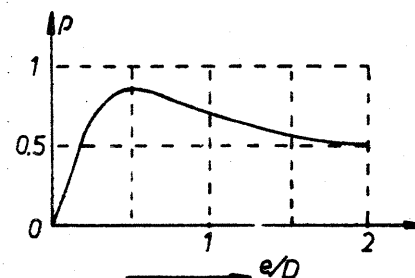


Fig. VI.8

Pentru Ni, $\lambda_s = 36 \cdot 10^{-6}$,
 $P_s = 0,6$ T; dacă se admite că valoarea medie a tensiunilor interne este $\langle \sigma \rangle = 5$ Kg/mm², perturbările cele mai importante sînt cele pentru care $e \sim D$, respectiv $p = 3/4$.

Se deduce că $H_0 = 3200$ A/m,

valoare care concordă bine cu datele experimentale (Becker și Döring 1939). În cazul Fe, magnetostricțiunea este mult mai slabă decît în cazul Ni, și cîmpul coercitiv datorat tensiunilor este mai slab decît cel observat. În acest caz efectul tensiunilor asupra energiei pereților este probabil mai slab decît cel datorat incluziunilor sau impurităților neferomagnetice.

b. Permeabilitatea și susceptibilitatea magnetică inițială condiționată de procesul de deplasare a pereților

Aceste mărimi caracteristice substanțelor feromagnetice sînt relevabile pe curbele de magnetizare $B = f(H)$ respectiv $M = f(H)$, în vecinătatea originii (H slab) unde procesul de magnetizare are loc în general prin deplasări reversibile ale

pereților interdomenici. Considerăm peretele plan, care se deplasează în direcția x , perpendiculară pe plan, sub acțiunea câmpului exterior H dirijat sub unghiul θ față de polarizația spontană a cristalului cu anizotropie uniaxială. Condiția de echilibru a peretelui corespunde formulei (6.8). În absența câmpului ($H = 0$) peretele se fixează în poziția x_0 caracterizată prin $(dw_p/dx)_{x=x_0} = 0$ (fig.VI.4). Când câmpul exterior crește cu ΔH , de la zero la H , peretele se deplasează în poziția $x_1 = x_0 + x$ astfel încît noua poziție de echilibru va corespunde ecuației

$$(6.29) \quad 2P_s \Delta H \cos \theta = \left(\frac{\partial w_p}{\partial x} \right)_{x=x_1} = \Delta x \left(\frac{\partial^2 w_p}{\partial x^2} \right)_{x=x_0}$$

Deplasarea peretelui cu Δx va determina creșterea polarizației în sensul câmpului cu ΔP . Într-o primă aproximație se poate admite proporția

$$(6.30) \quad \frac{\Delta P}{\Delta x} = \frac{P_s \cos \theta}{D}$$

în care D este distanța dintre doi pereți consecutivi (fig.VI.7). Eliminînd pe Δx între (6.29) și (6.30) se obține

$$(6.31) \quad \frac{\Delta P}{\Delta H} = \frac{2P_s^2 \cos^2 \theta}{D(\partial^2 w_p / \partial x^2)_{x=x_0}}$$

Dacă variația energiei peretelui cu distanța x este dominată de variația energiei de tensiuni, se poate scrie, în virtutea relației (6.18):

$$(6.32) \quad \frac{d^2 w_p}{dx^2} = \frac{3}{2} \lambda_s e \frac{d^2 \sigma}{dx^2}$$

După înlocuire în formula (6.31), se obține următoarea formulă generală pentru susceptibilitatea magnetică inițială (cu

$$\Delta P = p_0 \Delta H):$$

$$(6.33) \quad k_1 = \frac{\Delta M}{\Delta H} = \frac{4P_s^2 \cos^2 \theta}{3D \lambda_s e \mu_0 (d^2 \sigma / dx^2)}$$

Particularizînd această formulă pentru o repartiție sinusoidală a termenilor, de forma

$$\sigma(x) = \sigma_0 + \sigma_m \sin \left(\frac{\pi x}{D} \right)$$

expresia susceptibilității inițiale, capătă forma următoare:

$$(6.34) \quad k_1 = \frac{4}{3\pi^2} \frac{P_s^2 \cos^2 \theta}{\lambda_s \sigma_m \mu_0} \left(\frac{D}{e} \right)$$

Avînd în vedere simplitatea ipotezelor, nu este cazul să se încerce o verificare cantitativă riguroasă a acestei formule, cu toate că ea furnizează ordine de mărime convenabile pentru k_1 . Oricum susceptibilitatea este cu atît mai mare cu cît magnetostricțiunea λ_s și tensiunile interne σ sînt mai mici. Pe de altă parte, examinînd expresia câmpului coercitiv (6.22), stabilită în aceleași ipoteze, se observă că, dimpotrivă, H_0 este cu atît mai mic cu cît λ_s și σ sînt mai mici.

Susceptibilitatea inițială și câmpul coercitiv variază deci în sens invers în funcție de λ_s și σ . Acest fapt se verifică bine cu datele experimentale nu numai cînd energia dominantă este energia de tensiuni. Figura VI.9 sugerează direct faptul că, de regulă, valorile mari ale câmpului coercitiv corespund la valori mici ale permeabilității inițiale și invers. Rezultă că, efectiv, aceleași cauze intervin în determinarea câmpului coercitiv și a permeabilității inițiale.

În general, teoria câmpului coercitiv și a permeabilității inițiale bazată pe efectul dominant al tensiunilor interne (teoria tensiunilor, Becker (1932), Kondorski (1937)) își găsește o confirmare calitativă relativ bună în cazul materialelor

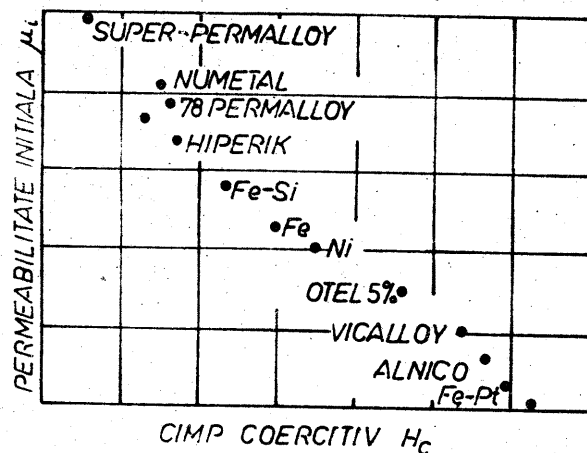


Fig. VI.9

mari de incluziuni neferomagnetice și de cavități, variația energiei pereților în cursul deplasării lor este determinată în principal de prezența acestora.

2°. Influența incluziunilor asupra coercitivității și a permeabilității initiale în procesul deplasării pereților

Problema determinării cîmpului coercitiv în cazul substanțelor care conțin cantități mari de incluziuni a fost studiată de Kersten (1943) (Teoria incluziunilor). Premizele teoriei sale sînt următoarele: Dacă în timpul deplasării peretelui se produce o variație sensibilă a suprafeței acestuia, de exemplu cînd peretele întîlnește un număr mare de obstacole sub formă de incluziuni neferomagnetice, cavități, iar neuniformitățile locale $\partial W_p / \partial x$ sînt relativ mici, sau $W_p = \text{const.}$) cîmpul coercitiv este dat de o relație de forma următoare:

feromagnetice care conțin cantități foarte mici de incluziuni sau de cavități, materiale cărora le este caracteristică o coercitivitate relativ mică (materiale magnetice moi), în cazul materialelor care conțin cantități

(6.35)

$$H_c = \frac{W_p}{2P_s \cos \theta} \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial x} \right)_{\max}$$

în care \bar{S} reprezintă valoarea medie a suprafeței peretelui interdomenic. Energia totală a peretelui $E_p = W_p S$ se micșorează odată cu micșorarea suprafeței S . Rezultă că în absența cîmpului exterior, peretele tinde să se situeze astfel încît el să intersecteze un număr cît mai mare de incluziuni. Sub acțiunea unui cîmp exterior H , peretele poate să se desprindă din regiunea cu densitate mare de incluziuni, suprafața sa se mărește și în mod corespunzător crește E_p . Cîmpul coercitiv H_c este determinat de variația maximă a energiei peretelui (respectiv a suprafeței S formula 6.35) în cursul deplasării sale. Această situație poate fi simulată pe un model simplu, reprezentat în figura VI.10. În acest model incluziunile au formă de sfere cu diametrul $D = 2R$ și sînt distribuite sub forma unei rețele cubice cu constanta a . În absența cîmpului magnetic, peretele se situează în poziția (1)

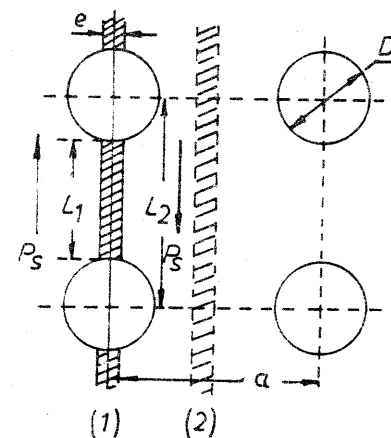


Fig. VI.10

care corespunde suprafeței minime (respectiv energiei E_p minime). Sub acțiunea cîmpului H peretele se deplasează către dreapta și prin această suprafață lui se mărește în raportul $(L_2/L_1)^2$ și, în mod corespunzător, crește și energia E_p . Calculele efectuate pe acest model dau pentru cîmpul coercitiv, o expresie de forma următoare,

$$(6.36) \quad H_c = \xi \frac{K_0 \rho^n}{P_s} \beta$$

în care K_{ef} reprezintă constanta de anizotropie magnetică efectivă, β concentrația de incluziuni, n exponent care, în funcție de modelul de distribuție spațială a incluziunilor, ia valorile 1, 1/2, 4/3, ... ș.a.; ρ un coeficient dependent de raportul grosimii peretelui e la diametrul D al incluziunii. Pentru $e \ll D$, se obține $\rho \approx e/D$, iar pentru $e \gg D$ acest coeficient este $\rho \approx D/e$. Rezultă că H_0 are cea mai mare valoare pentru o dispersie de impurități cu $D \approx e$. Formula (6.36) indică totodată că H_0 crește cu creșterea concentrației volumice de impurități neferomagnetice β . Folosind modelul indicat în figura VI.10 se poate calcula mai în detaliu diminuarea suprafeței peretelui. Dacă grosimea peretelui este mult mai mică decât diametrul incluziunii ($e \ll D$), diminuarea suprafeței peretelui, datorate prezenței

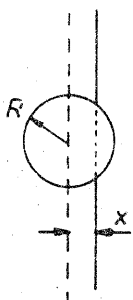


Fig. VI.11

unei incluziuni în perete, este $\pi(R^2 - x^2)$ unde x este distanța de la centrul sferei la perete (considerat ca un plan geometric) Fig.VI.11. Energia peretelui se micșorează cu $\pi(R^2 - x^2)W_p$. Numărul de incluziuni intersectate pe unitatea de volum este $1/a^2$ și, în consecință, energia totală a peretelui este:

$$E_p = E_{p0} - \frac{\pi W_p}{a^2} (R^2 - x^2)$$

Presiunea exercitată asupra peretelui este:

$$(6.37) \quad p = \frac{\partial E_p}{\partial x} = \frac{2\pi x}{a^2} W_p$$

Valoarea maximă se obține pentru $x = R$,

$$(6.38) \quad \left(\frac{\partial E_p}{\partial x}\right)_{\max} = \frac{2\pi R}{a^2} W_p$$

Pentru ca presiunea exercitată de câmpul magnetic H să poată învinge această presiune (6.38), este necesar ca H să fie superior câmpului coercitiv H_0 dat de egalitatea

$$(6.39) \quad 2P_s H_0 = \frac{2\pi R}{a^2} W_p$$

Introducând în această formulă concentrația volumică de incluziuni

$$(6.40) \quad \beta = \frac{4\pi}{3} R^3 \cdot \frac{1}{a^3}$$

expresia câmpului coercitiv dată de formula (6.39) se scrie:

$$(6.41) \quad H_0 = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{2/3} \frac{\pi W_p}{R P_s} \beta^{2/3}$$

Ținând seama de expresia (6.15) pentru energia peretelui W_p , în condițiile dominației energiei magnetocristaline, se regăsește formula câmpului coercitiv dată de teoria lui Kersten (6.36). Pentru cazul pereților Bloch (180°) în care energia magnetoelastică este neglijabilă față de energia magnetocristalină, Kersten stabilește o relație de forma următoare pentru susceptibilitatea inițială:

$$(6.42) \quad k_1 \sim C \frac{P_s^2}{P_0 K}$$

în care K este constanta de anizotropie magnetocristalină. Comparând această formulă cu expresia câmpului coercitiv (6.36) constatăm că, și în cazul predominanței anizotropiei magnetocristaline, susceptibilitatea și câmpul coercitiv variază în sens invers cu constanta de anizotropie, anume: o anizotropie magnetocristalină puternică determină un câmp coercitiv mare și totodată o susceptibilitate inițială slabă.

Kersten aplică teoria sa în cazul oțelurilor cu carbon presupunând că impuritățile de carbon sînt precipitate sub formă de sfere de cementită neferomagnetice, a căror rază, independent

de proporția de carbon, ar fi de ordinul $0,6 \mu\text{m}$; această presupunere este necesară pentru a interpreta faptul că H_c variază cu puterea $2/3$ a concentrației de impurități ($\beta^{2/3}$).

3°. Efectul cîmpului demagnetizant

Teoria incluziunilor a căpătat o dezvoltare substanțială datorită contribuțiilor lui Néel (1946) și Kondorskii (1947) care țin seama de posibilitatea formării de poli magnetici pe suprafața incluziunilor sau cavităților, și prin urmare de posibilitatea apariției unei energii magnetostatice W_D care n-a fost luată în considerație, și al cărei rol poate să fie dominant.

De exemplu, în fig. (VI.12) se poate aprecia dependența energiei magnetostatice de poziția peretelui interdomic. O sferă neferomagnetică situată într-un material magnetizat uniform, respectiv în interiorul unui domeniu de magnetizare spontană (fig.VI.12.a), posedă o energie magnetostatică,

$$(6.43) \quad E_D = W_D = \frac{1}{2} \frac{M}{\mu_0} P_s^2 V$$

în care V este volumul sferei, iar N este factorul demagnetizant de formă. Cu $N = 1/3$ (sferă) formula (6.43) se scrie:

$$(6.44) \quad E_D = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{4\pi R^3}{3} \cdot \frac{P_s^2}{\mu_0} = 0,7 R^3 \frac{P_s^2}{\mu_0}$$

Cînd sfera este intersectată de peretele interdomic

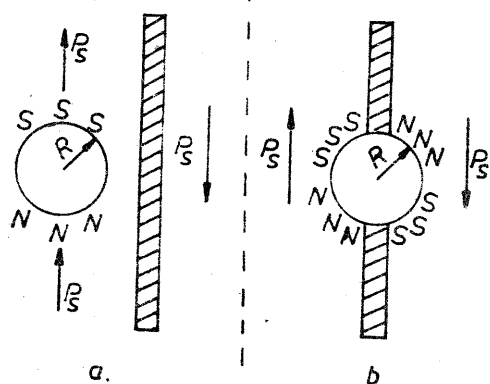


Fig. VI.12

(fig.VI.12.b) energia sa E_D' este micșorată pînă aproape de jumătate din valoarea pe care o avea în cazul precedent.

$$(6.45) \quad E_D' = 0,46 E_D \approx \frac{1}{2} E_D$$

Conform teoriei lui Kersten, peretele plan este bine fixat de

incluziunile neferomagnetice (energia fiind minimă cînd suprafața peretelui este perforată de numărul maxim de incluziuni), dar variația de energie magnetostatică pusă în joc este datorată incluziunilor, după teoria lui Kersten.

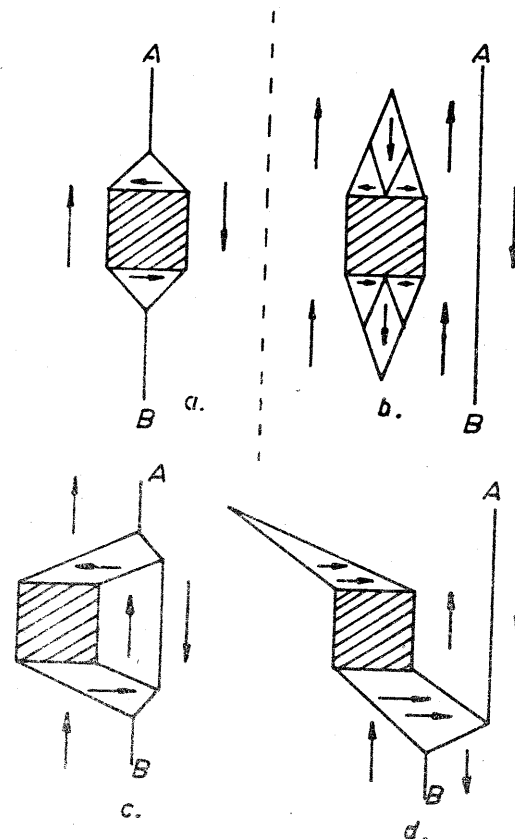


Fig. VI.13

indicată în fig.(VI.12.a) în poziția (b). Acest cîmp este necesar să fie luat în considerație în calculul cîmpului coercitiv.

Efectiv, diferența energiilor $E_D - E_D'$ dată de formulele (6.44) și (6.45) servește ca o măsură a cîmpului care ar trebui să fie aplicat pentru deplasarea peretelui din poziția

Se obțin astfel valori foarte mari ale cîmpului coercitiv, cu 2-3 ordine mai mari decît cele estimate în teoria incluziunilor, valori care sînt de altfel în dezacord cu datele experimentale. Acest dezacord este atenat dacă se ia în considerație faptul că apariția polilor magnetici în jurul incluziunilor și cavităților conduce la formarea structurilor secundare de domenii al căror caracter depinde de mulți factori: mărimea incluziunii, proprietățile feromagnetice ale cristalului (de exemplu numărul de axe de ușoară magnetizare, ș.a.). Acest fapt este demonstrat pentru cîteva cazuri tipice în fig. VI.13. a) incluziune intersectată de un perete Bloch (180°); b) incluziune în exteriorul peretelui AB; c) deformarea suprafeței peretelui în vecinătatea incluziunii; d) Structuri secundare care se formează prin deplasarea peretelui în cazul cristalelor cu trei axe de ușoară magnetizare. Aceste aranjamente foarte variate fac dificil un calcul detaliat pentru deplasările de pereți interdomenici.

6.2.3. Histerezis condiționat de creșterea germenilor de magnetizare

1°. Generalități

Mai întîi cîteva precizări privind existența așa numiților germeni de magnetizare. Considerăm că un material feromagnetic este magnetizat la saturație într-o direcție dată. În acest caz nu mai există pereți interdomenici iar magnetizarea este uniformă în tot materialul și dirijată în această direcție. Pentru a produce o inversare a magnetizării este necesar să aplicăm un cîmp magnetic dirijat în sens opus magnetizării inițiale astfel încît acesta să poată să creeze întîi un germen (domeniu) polarizat în sens opus magnetizării, iar apoi, acest germen de magnetizare să crească pînă la o dimensiune critică peste care dezvoltarea sa în volumul materialului să devină energetic favorizată,

sau altfel spus, procesul de inversare a magnetizării să fie energetic favorizat. Cîmpul necesar pentru a crea domeniul polarizat invers, (germenul de magnetizare) se numește cîmp de nucleație sau start (H_N). Pentru ca acest germen să crească în întreg volumul eșantionului este necesar ca intensitatea cîmpului exterior să fie mai mare decît cîmpul H_p numit cîmp de propagare. În funcție de valorile cîmpurilor H_N și H_p se pot distinge două cazuri extreme:

a°. Cîmpul de nucleație H_N este foarte slab, sau nul

Acest caz, este foarte frecvent deoarece structurile de domenii secundare care preexistă în jurul incluziunilor situate în domeniile de polarizație spontană, pot să joace rolul de germeni de magnetizare. Aceștia pot să crească deîndată ce cîmpul aplicat este mai mare decît cîmpul de propagare. Datorită repartiției aleatorii a tensiunilor mecanice în material, precum și existenței impurităților și a dislocațiilor, pereții se vor propaga în salturi. Cîmpul cel mai intens pentru care pereții interdomenici în formare vor fi în stare să parcurgă întreg materialul străbătînd obstacolele cele mai mari, este efectiv cîmpul coercitiv H_c . Ciclul de magnetizare a unui astfel de material, în care cîmpul de nucleație este nul sau inferior cîmpului de propagare ($H_N \ll H_p$), este un ciclu de histerezis obișnuit ca cel din fig. (VI.14). Acest caz nu este adecvat pentru studiul propagării pereților interdomenici, datorită varietății și neomogenității modurilor de deplasare a acestora în funcție de natura și de repartiția neregulată a obstacolelor.

b°. Cîmpul de nucleație este superior cîmpului de propagare

Această situație poate fi observată în cazul substanțelor care se magnetizează după un ciclu de histerezis rectangular.

Faptul că în acest caz $H_N > H_P$, se datorește următoarelor circumstanțe. Pentru formarea germenului de magnetizare este necesară o energie pentru a crea peretele dintre germen și mediul său înconjurător. Pentru magnetizarea în continuare a eșantionului, peretele în timpul deplasării sale trebuie să depășească barierele de potențial datorate neomogenității materialului. Energia necesară pentru această deplasare poate să fie mai mică decât energia cerută pentru crearea peretelui și astfel $H_P < H_N$.

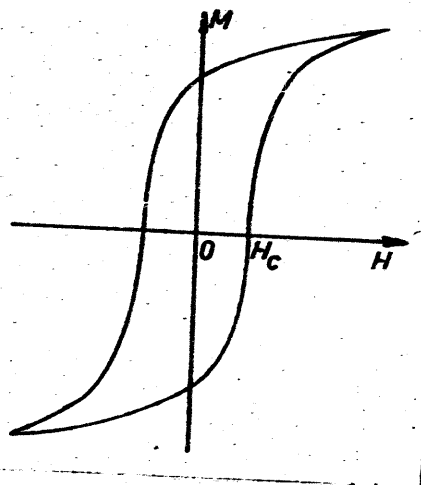
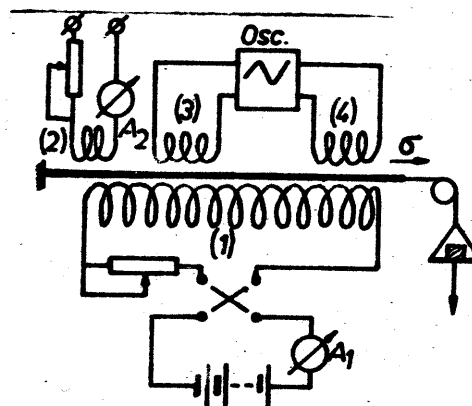


Fig. VI.14

Această premiză stă la baza experimentelor întreprinse de Sixtus și Tonks (1931) cu mai bine de 5 decenii în urmă, experimente care sînt și astăzi interesante deoarece ele constituie unicul caz care oferă posibilitatea unei analize experimentale detaliate, deși indirectă, a procesului de creștere și de propagare a germenilor de magnetizare și a formei peretelui; de asemenea ele oferă posibilități de determinare cantitativă a

Acest caz este mai interesant, el fiind adecvat pentru studiul experimental al fenomenului de nucleație și de propagare a germenilor de magnetizare, deoarece, la substanțele cu ciclul de histeresis rectangular, inversarea magnetizării corespunde unui salt unic al peretelui în timpul mișcării lui prin întregul material.

cîmpurilor H_N și H_P . Schema dispozitivului experimental al lui



a.

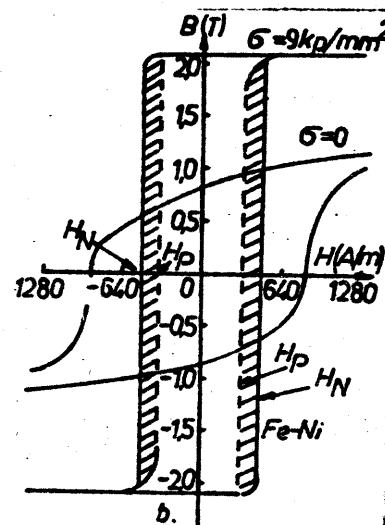


Fig. VI.15

gîmă firului. În paragraful următor (§ 6.3) vom demonstra că, în aceste condiții, magnetizația firului variază după un ciclu de histeresis rectangular cînd cîmpul magnetizant este paralel

Sixtus și Tonks este dată în fig.VI.15.a Eșantionul, un fir AB de permalloy (aliaj de Ni-Fe) caracterizat prin anizotropie magnetocristalină neglijabilă și prin magnetostricțiunea pozitivă mare, este supus unei tensiuni longitudinale σ . În aceste condiții, în fir se produc tensiuni mecanice puternice și $W_\sigma > W_K$, iar în direcția lungimii firului, energia magnetostatică este practic nulă, $W_D = 0$. Energia magnetoelastică W_σ fiind dominantă, firul, deși policristalin, capătă o structură omogenă, avînd o singură axă de ușoară magnetizare, dirijată paralel cu lun-

cu axa de ușoară magnetizare, respectiv lungimea firului. În instalația dată fig.VI.15.a, firul AB (lungimea de 1 m) este situat coaxial cu solenoidul (1). Inițial, câmpul magnetic H creat de acest solenoid este suficient de intens pentru a magnetiza firul la saturație. Apoi, se micșorează câmpul H pînă la zero, se inversează sensul cu ajutorul inversorului K, astfel încît $[H]$ să fie mai mic decît o anumită valoare H_N . Atît timp cît H rămîne inferior câmpului de nucleație H_N firul va păstra magnetizarea inițială de saturație ($+M_S$). Dacă acum, cu ajutorul bobinei (2), coaxiale se produce local (pe o mică porțiune din fir) un câmp magnetic superior câmpului H_N , se creează un domeniu (germen) magnetizat paralel cu H , care se va propaga în întregul fir numai dacă H este superior câmpului de propagare H_P (cu $H_P < H_N$), producînd astfel magnetizarea firului în sensul opus magnetizării inițiale (fig.VI.15.b). Viteza de propagare a peretelui în lungul firului poate fi determinată măsurînd timpul în care peretele parcurge distanța dintre bobinele (3) și (4), conectate la un oscilograf catodic (fig.VI.15.a). Analiza formei impulsului de tensiune indusă în bobină (3) sau în (4) în momentul traversării peretelui prin suprafața bobinei, conduce la concluzia că peretele are forma unui cornet, (fig.VI.16). Rezultă deci că nu are loc o variație bruscă a inducției în bobina (B). Viteza de propagare a peretelui, nulă cînd $H = H_P$, crește liniar cu câmpul

$$(6.46) \quad v = G(H - H_P)$$

Determinările experimentale ale câmpurilor de nucleație H_N și de propagare H_P în funcție de tensiunea σ sînt reportate în fig. VI.17.

Se observă că valorile câmpurilor H_N și H_P , confundate

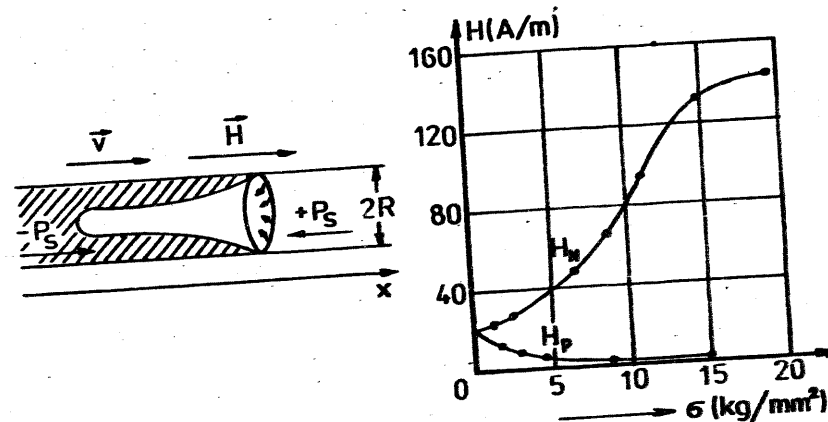


Fig.VI.16

Fig.VI.17

în absența tensiunilor ($\sigma = 0$) variază în sens invers cu tensiunea σ . Cînd $\sigma = 10 \text{ Kg/mm}^2$ H_P , inițial egal cu $H_N = 24 \text{ A/m}$, se micșorează la $5,6 \text{ A/m}$, în timp ce H_N crește pînă la aproximativ 80 A/m . Viteza de propagare în câmpul $H = 40 \text{ A/m}$ este de 80 m/s , dar cum rezultă din formula (6.46) ea depinde de material (constanta G) și de câmpul H și poate lua valori între $50-300 \text{ m/s}$. Aceste viteze le corespunde o formă aproximativ rectangulară a ciclului de histeresis, cum se vede în fig.VI.15.b în care sînt date ciclurile de histeresis ale unui fir din aliaj de Fe-Ni (Ni 14 %) fără tensiuni ($\sigma = 0$) și în stare tensionată. În al doilea caz ($\sigma \neq 0$) histeresisul este condiționat de rezistența la creșterea germinilor de magnetizare.

2°. Germini de magnetizare "înghețati"

În paragraful precedent s-a văzut că peretele care se propagă, de restul firului, nu este plan, așa cum a fost presupus în considerațiile noastre anterioare,

ci are o formă alungită, asemănătoare unui cornet. Creșterea unui astfel de perete necesită deci un aport de energie care este utilizată în principal pentru a mări energia peretelui (odată cu creșterea suprafeței acestuia). Dacă această energie suplimentară nu-i este furnizată, creșterea germenului de magnetizare încetează chiar dacă intensitatea cîmpului aplicat este superioară cîmpului de propagare. Utilizînd dispozitivul descris în fig.

VI.15.a, Sixtus a observat domenii "înghețate" procedînd în modul următor. Cîmpul H creat de bobina (2) este aplicat numai pe o durată scurtă. Se naște astfel un germen, dar dacă timpul este scurt acest germen n-a crescut suficient pentru ca propagarea lui în cîmpul H creat de solenoidul (1) să fie energetic favorizată. Dacă germenul este suficient de mare, el poate să rămînă înghețat în cîmpul H , în timp ce dacă este prea mic el se va micșora și va dispărea. Sixtus a pus în evidență existența unor astfel de germeni "înghețați", deplasînd o bobină plană de-a lungul firului AB. Semnalul indus cînd această bobină întîlnește un germen, este astfel încît variația suprafeței secțiunii acestuia în lungul axei sale longitudinale este de forma indicată în

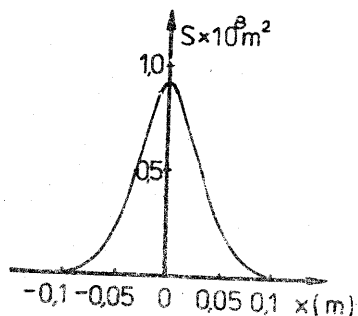


Fig. VI.18

în fig.VI.18. Acestui semnal i se poate asocia o formă de elipsoid de revoluție a germenului cu axele a (mari) și b (axa mică). Condiția de existență a germenilor înghețați poate fi formulată în modul următor. Pentru ca volumul unui germen să crească, în cîmpul H cu dV , este necesar ca acest cîmp să furnizeze o

energie magnetică egală cu $2H_P dV$. Această energie servește pentru învingerea frecărilor peretelui, careia îi corespunde o energie egală cu $2H_P P_S dV$, creșterea suprafeței germenului, care implică o energie a peretelui egală cu $w_p dS$, creșterea energiei magnetostatice cu dE_p . Prin urmare, condiția de creștere a germenului se scrie:

$$2H_P dV > 2H_P P_S dV + w_p dS + dE_p.$$

Creșterea volumului germenului se datorește fie unei creșteri a lungimii sale în direcția axei mari a fie unei creșteri a diametrului său b . Luînd în considerație expresiile volumului V , al suprafeței S , a energiei magnetostatice în funcție de a și b , se găsește, într-un cîmp H dat, două limite de creștere reprezentate prin curbele C_1 și C_2 (fig.VI.19 Greiner 1953). Aceste curbe separă

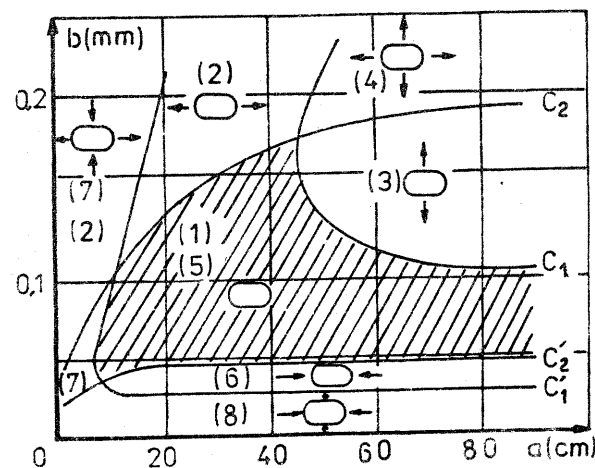


Fig. VI.19

domeniul (1) în care germenii nu pot să crească, de domeniile în care aceștia pot să crească fie după axa a (2) fie după axa b (3)

fie în ambele direcții (4).

Pe de altă parte, pentru ca un germen să fie înghețat, el nu trebuie să descrească. Condiția de descreștere este echivalentă cu inegalitatea

$$2H_p dV + 2H_p P_s dV < W_p dS + dE_D$$

Din aceasta se deduce în același mod existența a două curbe C_1' și C_2' (fig.VI.19) care separă domeniul în care germeii nu pot să se micșoreze (5), de domeniile în care germeii pot să se micșoreze, fie în direcția axei a (6), fie în direcția axei b (7), fie în ambele direcții (8).

Germeii "înghețați" au dimensiunile a, b , corespunzătoare punctelor situate în regiunea hașurată care este comună domeniilor (1) și (5).

5°. Efectul Barkhausen

Analiza procesului de magnetizare prin deplasarea pereților (§ 6.2.1) ne-a condus la concluzia că partea abruptă a curbei de magnetizare corespunde deplasărilor ireversibile ale pereților interdomenici. Deoarece repartiția neuniformităților în cristale este de regulă aleatorie, aceste deplasări sînt neregulate și se produc în salturi. Experimentul efectuat de Barkhausen (1919) constituie o primă confirmare a existenței acestor salturi. Efectul acestor deplasări în salturi poate fi pus în evidență cu ușurință utilizînd dispozitivul schematizat în fig.VI.20. Esanționul feromagnetic sub formă de bară E , este situat în solenoidul S . Cîmpul magnetizant produs de acest solenoid variază lent fără discontinuitate și poate fi inversat. În difuzorul D se va auzi în timp ce cîmpul variază continuu, cu o viteză de 10^{-2} (A/m)/s, o suită de zgomote asemănătoare celor pe care le-ar produce căderea pe masă a unor alice de plumb. Aceste zgomote provin din variația bruscă a t.e.m. induse în bobina B , (și amplificată) în timp ce

magnetizarea domeniilor se inversează brusc ca urmare a salturilor

ireversibile ale pereților. Bozorth și Dillinger (1930) au pus în evidență forma impulsurilor de tensiune obținute prin efect Barkhausen înlocuind difuzorul din schema VI.20, cu un oscilograf catodic, Fig.VI.21.a dă alura semnalului indus, comparată cu alura unui semnal sinusoidal 60 Hz. Se observă că impulsurile cele mai mari se produc în regiunile abrupte ale curbei

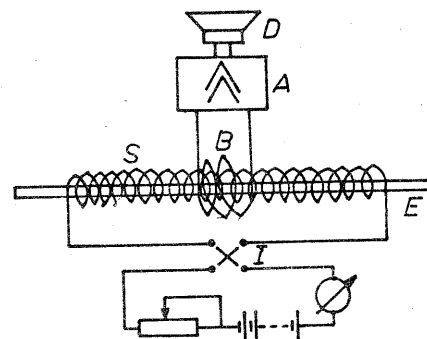


Fig. VI.20

de magnetizare $M = f(H)$. Dacă s-ar amplifica foarte mult curba de

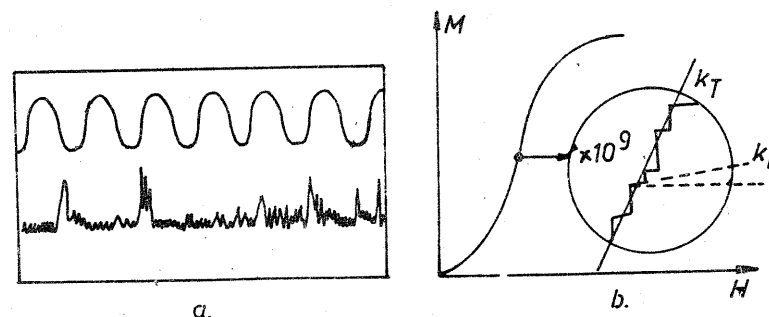


Fig. VI.21

magnetizare, alura sa ar trebui să se prezinte ca în fig.VI.21.b. Discontinuitățile, corespunzătoare salturilor Barkhausen, vor fi în trepte mai mari în regiunea abruptă a curbei de magnetizare.

Către extremitățile curbei impulsurilor de tensiune sînt mai mici, fapt, care corespunde unor salturi Barkhausen mai slabe, decît în regiunea de pantă maximă a curbei.

Evaluarea ariei impulsurilor oferă posibilitatea de estimare a volumelor baleiate prin deplasarea bruscă a peretelui. Rezultatele obținute de Bozarth și Dillinger în cazul unui eșantion de fier moale conduc la concluzia că volumul mediu baleiat de perete în timpul unui salt, este de ordinul 10^{-9} cm^3 cînd cîmpul magnetizant este de ordinul de mărime al cîmpului coercitiv (regiunea de pantă maximă a curbei de magnetizare) și de ordinul 10^{-11} cm^3 în vecinătatea saturației magnetice. În primele evaluări se credea că efectul Barkhausen era datorat inversării magnetizării spontane a fiecărui domeniu, de unde rezulta posibilitatea de a determina dimensiunile domeniilor. Se obțineau astfel domenii de 10^{-8} , 10^{-9} cm^3 . Acum se știe că nu există nici o legătură între aceste mărimi, dovadă este faptul că pot fi obținute salturi Barkhausen ce se traduc prin șgomote suficient de intense în condițiile experimentului lui Sixtus și Tonks în care un singur perete se deplasează în lungul unui fir constituit dintr-un singur domeniu. Discontinuitățile Barkhausen sînt datorate în acest caz neregularităților peretelui cauzate de repartiția neregulată a tensiunilor interne din fir, dislocațiilor etc. În general, viteza de deplasare a pereților este determinată de mecanismul după care se disipă energia magnetică. K.H. Stewart (1951) atrage atenția asupra unui mecanism în care curenții Foucault joacă un rol esențial.

6.3. Teoria procesului de magnetizare prin rotația polarizăției spontane

6.3.1. Generalități

În paragraful precedent (§ 6.2) a fost analizat procesul de magnetizare datorat deplasărilor reversibile și ireversibile

ale pereților interdomenici. În cele ce urmează vom vedea că fenomenele de variație reversibilă a magnetizării și de histererezis pot fi provocate nu numai prin deplasări de pereți ci și prin rotații reversibile respectiv ireversibile ale polarizăției spontane din domeniile feromagnetice. Pentru ca procesul de rotație a magnetizării să apară în forma sa "pură" este necesar ca în substanța feromagnetică să nu existe pereți interdomenici. Această situație poate să aibă loc fie în condițiile apropierei de saturație magnetică (Fig.VI.2 în domeniul cîmpurilor mari H_3-H_4 și fig.VI.3.d și e) fie în cazul structurilor monodomenice în care existența pereților nu este favorizată magnetic așa cum s-a văzut în § 5.6.

Primul caz a fost deja examinat în contextul relevării curbei de magnetizare a monocristalului de fier. (§ 4.2.3,4^o și fig.V.7). Cîmpul H fiind orientat după direcția $[110]$, polarizăția magnetică \vec{P} crește cu \vec{H} în domeniul cîmpurilor pozitive și atinge saturația \vec{P}_s în cîmpul $H_s = 2K/P_s$. Cînd cîmpul se micșorează de la H_s la zero, polarizăția se micșorează de la P_s la $P_r = P_s/\sqrt{2}$ (P_r fiind polarizăția remanentă). Inversînd sensul cîmpului, P continuă să se micșoreze pînă cînd $H = H_0 = -\frac{4}{3\sqrt{6}} \frac{K}{P_s}$. Pentru această valoare a cîmpului echilibrul vectorului \vec{P}_s în cîmpul exterior \vec{H} și în cîmpul forțelor de anizotropie nu mai este stabil și magnetizarea se inversează brusc. În acest proces de rotație a polarizăției spontane, cîmpul

$$(6.46) \quad H_0 = -\frac{4}{3\sqrt{6}} \frac{K}{P_s}$$

este cîmpul coercitiv și acesta depinde de constanta de anizotropie K și de polarizăția magnetică spontană P_s în aceeași manieră ca și cîmpul coercitiv H_c condiționat de deplasarea ireversibilă a pereților în circumstanțele dominației energiei de anizo-

tropie cristalină (formula 6.36).

Al doilea caz, cel al structurilor monodomenice va fi examinat în cele ce urmează. Pentru simplificare vom considera că rotația vectorului polarizației spontane \vec{P}_s are loc printr-o rotație la unison a tuturor spinilor din domeniul de magnetizare spontană (rotație coerentă).

6.3.2. Procesul de magnetizare prin rotație coerentă, în cazul anizotropiei uniaxiale. Susceptibilitatea magnetică inițială și câmpul coercitiv

1°. Energie magnetocristalină dominantă

Considerăm un cristal monodomenic cu anizotropie uniaxială, a cărui axă coincide cu axa Oz (fig.VI.22), energia liberă dominantă fiind energia de anizotropie magnetocristalină. În absența câmpului magnetic, polarizația spontană \vec{P}_s este dirijată după axa Oz. Când se aplică un câmp \vec{H} care face unghiul θ cu axa Oz, vectorul magnetizării spontane este supus simultan acțiunii forțelor magnetice exterioare, care tind să-l orienteze în direcția lui \vec{H} , și acțiunii forțelor de anizotropie cristalină care tind să-l readucă în direcția axei de ușoară magnetizare Oz. Echilibrul se stabilește pentru un anumit unghi φ între \vec{P}_s și axa Oz. Componenta polarizației magnetice în direcția câmpului \vec{H} este

$$(6.47) \quad P = P_s \cos(\theta - \varphi)$$

Pentru a calcula unghiul φ vom formula mai întâi expresia energiei totale și apoi vom pune condiția ca această energie

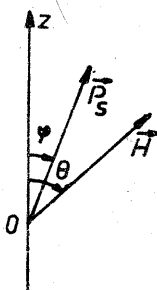


Fig. VI.22

să fie minimă. În acord cu premisele de la care am pornit, energia totală W_T este suma energiilor W_K (magnetocristalină) și W_M (magnetică)

$$(6.48) \quad W_T = W_K + W_M = -K \cos^2 \varphi - P_s H \cos(\theta - \varphi)$$

Condiția de echilibru a vectorului \vec{P}_s corespunde minimului acestei energii, respectiv anulării derivatei energiei W_T în raport cu φ anume $(\partial W_T / \partial \varphi) = 0$

$$(6.49) \quad K \sin 2\varphi - H P_s \sin(\theta - \varphi) = 0$$

Condiția de stabilitate a acestui echilibru este $(\partial^2 W_T / \partial \varphi^2) > 0$ respectiv,

$$(6.50) \quad 2K \cos 2\varphi + H P_s \cos(\theta - \varphi) > 0$$

Introducînd notațiile

$$(6.51) \quad p = \frac{P}{P_s} ; \quad h = \frac{P_s}{K} H$$

care reprezintă de fapt valorile reduse ale polarizației magnetice și ale câmpului magnetic, formulele (6.47), (6.49) și (6.50) capătă forma următoare:

$$(6.47') \quad p = \cos(\theta - \varphi) \quad - \text{componenta magnetizației}$$

$$(6.49') \quad h(\sin(\theta - \varphi) - \sin 2\varphi) = 0 \quad - \text{condiția de echilibru}$$

$$(6.50') \quad ph + 2 \cos 2\varphi > 0 \quad - \text{condiția de stabilitate}$$

Eliminînd unghiul φ între ecuațiile (6.47') și (6.49') obținem ecuația următoare,

$$(6.52) \quad 4p^4 + 4hp^3 \cos 2\theta - (4-h^2)p^2 - 4hp \cos 2\theta + \sin^2 2\theta - h^2 = 0$$

de unde, pentru $p \neq 1$, rezultă

$$(6.53) \quad h = 2p \cos 2\theta \pm \frac{2p^2 - 1}{\sqrt{1 - p^2}} \sin 2\theta$$

Efectiv, ecuația (6.53) reprezintă ecuația curbei de magnetizare, respectiv a ciclului de histeresis, deoarece ea dă polarizația

magnetică în funcție de cîmpul H pentru diferite orientări Θ ale cîmpului H în raport cu axa de anizotropie uniaxială. Este necesar totodată să reținem numai porțiunile curbei (6.53) care satisfac condiției de stabilitate a echilibrului (6.50). Valoarea critică h_0 a cîmpului redus h corespunde condiției $\partial^2 W_T / \partial \varphi^2 = 0$, sau ținînd seama de (6.50'), condiției

$$(6.54) \quad h_0 = -\frac{2 \cos 2\varphi}{p}$$

Eliminînd unghiul φ între (6.54) și (6.49') și ținînd seama de (6.47') se obține valoarea critică h_0 pentru care încetează stabilitatea echilibrului. Se găsește astfel relația următoare

$$(6.55) \quad \frac{4}{3h_0^2} \sqrt{(4 - h_0^2)(h_0^2 - 1)} = \sqrt{\frac{4 - h_0^2}{3}} \cos 2\Theta \pm \sqrt{\frac{h_0^2 - 1}{3}} \sin 2\Theta$$

Efectiv, această formulă este valabilă pentru toate direcțiile cîmpului H în raport cu axa Oz : $0 < \Theta < \pi$, dar analiza curbelor de magnetizare poate fi ămăritată la intervalul $0 < \Theta < \pi/2$, respectiv, la valorile pozitive ale lui H , avînd în vedere simetria curbelor pentru valori pozitive și negative ale lui H .

În cele ce urmează vom examina alura curbelor de magnetizare pentru cîteva orientări particulare ale cîmpului H în raport cu axa Oz .

a° $\Theta = 0$ (Cîmpul H este paralel cu axa de ușoară magnetizare)

În acest caz, formula (6.49') se scrie:

$$(h + 2 \cos \varphi) \sin \varphi = 0 \quad (6.56)$$

Ecuția este satisfăcută pentru $\varphi = 0$ și $\varphi = \pi$, dar pentru aceste valori ale lui φ , formula (6.47') dă $p = \pm 1$ și, în consecință, ecuația curbei de magnetizare (6.53) nu poate fi utilizată. Pentru $\varphi = 0$ se obține din (6.47') $p = 1$ și condiția de stabilitate (6.50') dă $h > -2$. Acest rezultat, reprezentat în fig. VI.23 prin porțiunea ABC a curbei de magnetizare, exprimă

faptul că, pentru toate valorile $h > -2$, sau (ținînd seama de notațiile 6.51), $H > -\frac{2K}{P_s}$, polarizația este constantă ($p=1$) și

egală cu polarizația magnetică de saturație, $P = P_s$. Pentru $\varphi = \pi$ se obține din (6.47') $p = -1$ și din (6.50'), $h < 2$, ceea ce reprezintă porțiunea DEF a curbei de magnetizare (fig. VI.23). Formula (6.55) dă, pentru $\Theta = 0$, valorile cîmpului

critic h_0 la care încetează stabilitatea echilibrului; $h_0 = \pm 2$, sau, în virtutea formulelor (6.51),

$$(6.56) \quad K H_0 = \pm \frac{2K}{P_s}$$

Rezultă că instabilitățile au loc în punctele A și D în care se produce inversarea magnetizării menodomeniului. În concluzie, dacă H este paralel cu axa de anizotropie uniaxială, unei variații periodice între limitele $\pm H$ cu $H > |K H_0|$, îi corespunde o variație a polarizației magnetice după un ciclu de histeresis rectangular (fig. VI.23), avînd cîmpurile critice $\pm K H_0$ date de formula (6.56). Polarizația magnetică este tot timpul egală cu polarizația de saturație iar vectorul \vec{P}_s capătă numai două orientări stabile posibile: orientarea paralelă și orientarea antiparalelă în raport cu \vec{H} respectiv, cu axa de ușoară magnetizare: $P = \pm P_s$. Pentru $\Theta = 0$, susceptibilitatea magnetică este nulă ($k = \frac{M}{H} = 0$).

b° $\Theta = \frac{\pi}{2}$ Cîmpul este perpendicular pe axa de anizotropie uniaxială. În acest caz, ecuația curbei de magnetizare (formula 6.57), pentru $\Theta = \pi/2$ este $h = 2p$, și ea rămîne vala-

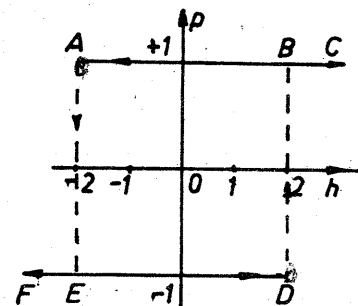


Fig. VI.23

bilă pentru $p \neq 1$. Această ecuație reprezintă o dreaptă cu panta $p/h = 1/2$ care trece prin origine (fig.VI.24). Formula (6.55) dă pentru $\varphi = \pi/2$, $h_0 = \pm 2$ de unde rezultă că dreapta

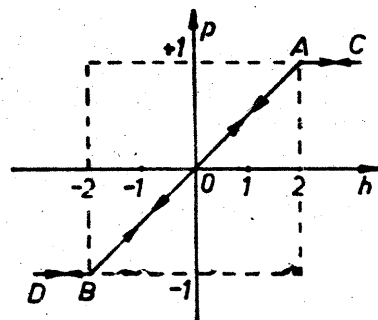


Fig. VI.24

$h = 2p$ trebuie să fie limitată în punctele A și B. În afara intervalului $(-2, 2)$ trebuie să adăugăm curbele $p = \pm 1$, respectiv dreptele AC și BD. Într-adevăr, condiția de echilibru (6.49'), pentru $\varphi = \pi/2$ se scrie,

$$(h - 2 \sin \varphi) \cos \varphi = 0.$$

Această condiție este satisfăcută pentru $\varphi = \pi/2$ și $\varphi = 3\pi/2$ cu $h = 2$ respectiv $h = -2$. Pentru aceste valori φ (formula 6.47') dă $p = +1$ respectiv $p = -1$. Ambele formule (6.49') și (6.47') sînt satisfăcute pentru $\varphi = 0$ cu $h = 0 = p$. Se obține astfel dreapta ADB. Pentru $\varphi = \pi/2$, condiția de stabilitate (6.50') dă $h > 2$ și $p = +1$ iar pentru $\varphi = 3\pi/2$ rezultă $h < -2$ pentru $p = -1$. Această condiție este reprezentată pe dreptele AC și BD (fig.VI.24). În concluzie, dacă se aplică un câmp magnetic perpendicular pe axa de anizotropie uniaxială, polarizația magnetică în direcția câmpului este o funcție reversibilă de H . Unei variații periodice a câmpului H îi corespunde o variație anhisteretică (fără histeresis) a magnetizației. Între limitele $h = \pm 2$, respectiv $H = K H_0 = \pm 2K/P_s$ susceptibilitatea magnetică este constantă și egală cu

$h = 2p$ trebuie să fie limitată în punctele A și B. În afara intervalului $(-2, 2)$ trebuie să adăugăm curbele $p = \pm 1$, respectiv dreptele AC și BD. Într-adevăr, condiția de echilibru (6.49'), pentru $\varphi = \pi/2$ se scrie,

$$(h - 2 \sin \varphi) \cos \varphi = 0.$$

Această condiție este

$$(6.57) \quad k = \frac{H_s}{H_0} = \frac{P_s}{P_0 K H_0} = \frac{P_s^2}{2K P_0}$$

În exteriorul acestui interval $(-2, 2)$, susceptibilitatea magnetică este nulă ($k = 0$). Rezumînd, se poate spune că, dacă H este perpendicular pe axa de anizotropie uniaxială, ecuațiunea monodomenică prezintă o susceptibilitate magnetică (formula 6.57) dar nu prezintă remanență magnetică: (pentru $H = 0$, polarizația $P = 0$).

c°. $\varphi = \frac{\pi}{4}$. Cîmpul magnetic este orientat sub un unghi de 45° față de axa de anizotropie. Ecuația curbei de magnetizare (6.53) corespunde acestui caz este

$$(6.58) \quad h = \pm \frac{2p^2 - 1}{\sqrt{1 - p^2}}$$

Derivata acestei funcții (dh/dp) se anulează pentru $p = 0$ iar cîmpul critic care corespunde discontinuității rotației polarizației, dat de formula (6.55) pentru $\varphi = \pi/4$, este $h_0 = \pm 1$, respectiv

$$(6.59) \quad K H_0 = \pm \frac{K}{P_s}$$

Pentru $h = 0$, polarizația magnetică remanentă este $P_r = \pm 1/\sqrt{2}$ respectiv $P_r = P_s/\sqrt{2}$. Bascularea magnetizației se produce în

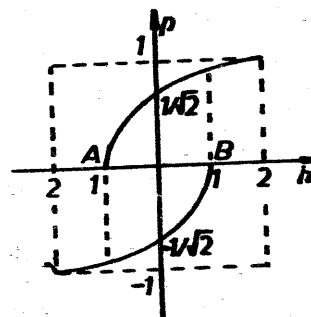


Fig. VI.25

punctele A și B cum se vede în fig.VI.25. În aceste condiții, într-un câmp H periodic, ecuațiunea monodomenică se magnetizează după ciclul de histeresis din fig.VI.25 prezentînd remanență magnetică și susceptibilitate magnetică.

d°. Generalizare. Formula (6.53) oferă posibilitatea de a determina numeric curbele de magnetizare pentru orice valoare a unghiului Θ . Pe de altă parte formula (6.55) dă valorile numerice corespunzătoare ale cîmpurilor critice h_0 pînă la care trebuie luate în considerație curbele precedente, și la care se produce discontinuitatea rotației magnetizării. La aceste valori h_0 ale abscisei, ciclul se completează prin trăsături verticale. În fig. VI. 26 sînt raportate ciclurile de histeresis determinate în acest mod pentru

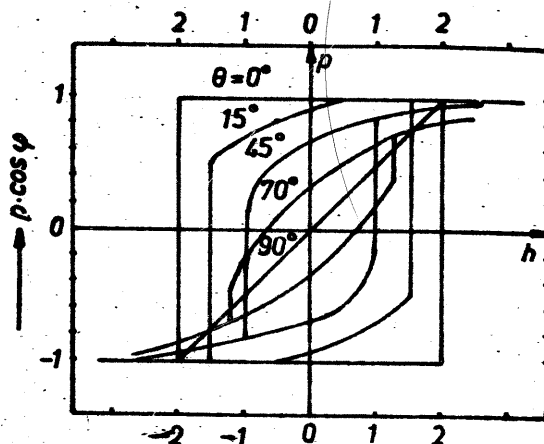


Fig. VI.26

diferite valori ale unghiului Θ . Se poate observa că, pentru $0 < \Theta < \frac{\pi}{2}$, cîmpul critic h_0 variază în domeniul $1 \leq h_0 \leq 2$, respectiv $\frac{K}{P_S} \leq K H_C \leq \frac{2K}{P_S}$. În general, se poate scrie că, în cazul dominanței anizotropiei magnetocristaline, H_K , cîmpul coercitiv este dat de expresia:

$$(6.60) \quad K H_C = a \frac{K}{P_S}$$

în care $1 \leq a \leq 2$.

Cîmpul coercitiv este proporțional cu constanta de anizotropie cristalină uniaxială K în timp ce susceptibilitatea variază invers proporțional cu K , fapt remarcant de altfel și în cazul

proceselor de magnetizare prin deplasarea pereților.

2°. Energie magnetoelastică dominantă

Presupunem că direcția de anizotropie uniaxială Oz este creată printr-o tensionare puternică a materialului feromagnetic. Admitem că tensiunea mecanică aplicată σ este suficient de puternică pentru a favoriza alinierea tuturor spinilor în direcția Oz , astfel încît substanța să se comporte ca un monodomeniu. În acest caz energia magnetoelastică W_σ este dominantă și toate celelalte forme de energie posibile în cristal sînt neglijabile în raport cu W_σ . Cînd se aplică un cîmp H sub unghiul Θ față de axa Oz , vectorul polarizației magnetice P_S se deviat sub un unghi φ de la direcția inițială Oz , astfel că proiecția polarizației pe direcția cîmpului este

$$(6.61) \quad P = P_S \cos(\Theta - \varphi)$$

Situația este aceeași ca în fig. VI.22. Energia totală W_T este suma energiilor magnetoelastică W_σ și a cîmpului magnetizant W_M . Ținînd seama de expresia energiei magnetoeleactice (formula 4.38), energia totală se scrie sub forma:

$$(6.62) \quad W_T = W_\sigma + W_M = -\frac{3}{2} \lambda_S \sigma \cos^2 \varphi - H P_S \cos(\Theta - \varphi)$$

Condiția de echilibru a vectorului \vec{P}_S în cîmpul \vec{H} este

$$(6.63) \quad \frac{\partial W_T}{\partial \varphi} = 0 = \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \sin 2\varphi - H P_S \sin(\Theta - \varphi)$$

iar condiția de stabilitate a echilibrului,

$$(6.64) \quad \frac{\partial^2 W_T}{\partial \varphi^2} = 3 \lambda_S \sigma \cos 2\varphi + H P_S \cos(\Theta - \varphi) > 0$$

Introducînd valorile reduse ale polarizației P și cîmpului H ,

$$(6.65) \quad p = \frac{P}{P_S} ; \quad h = \frac{2}{3} \frac{P_S}{\lambda_S \sigma} H ,$$

formulele (6.61), (6.63) și (6.64) se scriu exact la fel ca și formulele (6.47') (6.49') și respectiv (6.50'). În acest mod problema determinării curbelor de magnetizare pentru diferite

orientări ale câmpului H în raport cu axa Oz (diferite valori ale unghiului Θ) se rezolvă exact ca în cazurile precedente (1° , a, b, c, d) în care era dominantă energia magnetocristalină W_K .

Astfel, în cazul H paralel cu axa OZ ($\Theta = 0$) substanța se magnetizează după un ciclu de histerezis rectangular. Reprezentat în planul $p = f(h)$ acest ciclu se caracterizează prin valorile $p = \pm 1$, $h_0 = \pm 2$ (fig.VI.23). Aceasta înseamnă că, în absența câmpului magnetic ($h = 0$), polarizația magnetică remanentă poate să capete numai două valori posibile $\pm P_S$. Susceptibilitatea magnetică este nulă. În acord cu notațiile (6.65), câmpul coercitiv maxim (pentru $h_0 = \pm 2$) în condițiile dominației energiei magnetoelastice W_{σ} este

$$(6.66) \quad \sigma H_C = \pm \frac{3\lambda_S \sigma}{P_S}$$

În cazul H perpendicular pe axa Oz , ($\Theta = \pi/2$) polarizația magnetică $p = f(h)$ este o funcție reversibilă de H . În particular, (pentru $H = 0$), magnetizarea remanentă este nulă. Susceptibilitatea magnetică pentru $H < \sigma H_C$ este constantă și egală cu

$$(6.67) \quad k = \frac{P_S}{\mu_0 H_C \sigma} = \frac{P_S^2}{3\lambda_S \sigma \mu_0},$$

iar pentru $H > \sigma H_C$, $k = 0$. Rezultă că tensiunile σ puternice produc o mișcare a susceptibilității și o creștere a coercitivității. În cazul $\Theta = \pi/4$, (\vec{H} orientat la 45° față de Oz) câmpul coercitiv corespunde valorilor $h_0 = \pm 1$, respectiv

$$(6.68) \quad \sigma H_C = \pm \frac{3}{2} \frac{\lambda_S \sigma}{P_S}$$

În cazul general când $0 \leq \Theta \leq \frac{\pi}{2}$, câmpul coercitiv corespundător unei anizotropii de tensiuni dominante, poate fi scris sub forma

$$(6.69) \quad \sigma H_C = \pm b \frac{\lambda_S \sigma}{P_S}$$

în care factorul b poate să ia valori între limitele $\frac{3}{2} \leq b \leq 3$, în funcție de orientarea câmpului H în raport cu axa Oz .

3°. Energie magnetostatică dominantă

Presupunem că proprietățile magnetice ale unui eșantion feromagnetic sînt dominate de energie magnetostatică W_D stocată în câmpul demagnetizant dependent de forma eșantionului. Pentru simplificare să considerăm că solidul feromagnetic este un elipsoid de revoluție alungit (fig.VI.27) constituit dintr-un singur domeniu de magnetizare uniformă. În absența câmpului magnetizant exterior polarizația spontană P_S este dirijată paralel

cu axa de revoluție Oz . Când câmpul H face un unghi Θ cu axa elipsoidului, polarizația P_S face unghiul φ cu aceeași axă. Energia totală W_T este suma energiei câmpului demagnetizant W_D considerată

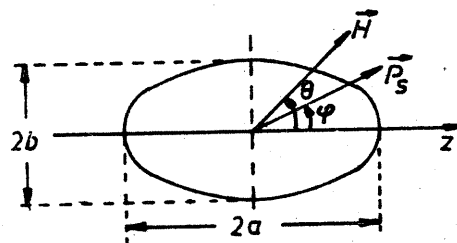


Fig. VI.27

aici dominantă și energiei magnetice W_M . Pentru elipsoidul de revoluție, expresia energiei magnetoelastice W_D a fost deja calculată de noi în § 4 (formula 4.48). Astfel,

$$(6.70) \quad W_T = W_D + W_M = \frac{P_S^2}{2\mu_0} (N_a \cos^2 \varphi + N_b \sin^2 \varphi) - H P_S \cos(\Theta - \varphi);$$

în care N_a și N_b sînt factori demagnetizanți în direcția axei principale a elipsoidului respectiv în direcția perpendiculară pe axa principală.

Condiția de echilibru se scrie:

$$(6.71) \quad \frac{\partial w_T}{\partial \varphi} = 0 = \frac{P_S^2}{2\mu_0} (N_b - N_a) \sin 2\varphi - P_S H \sin(\Theta - \varphi)$$

Echilibrul este stabil dacă

$$(6.72) \quad \frac{\partial^2 w_T}{\partial \varphi^2} = \frac{P_S^2}{\mu_0} (N_b - N_a) \cos 2\varphi + P_S H \cos(\Theta - \varphi) > 0$$

Introducînd notațiile

$$(6.73) \quad p = \frac{P}{P_S} \text{ și } h = \frac{2\mu_0}{P_S(N_b - N_a)} H$$

în ecuațiile (6.71) și (6.72), acestea devin identice cu ecuațiile (6.49') și (6.50)' și problema determinării curbelor de magnetizare se tratează în aceeași manieră ca în cazurile precedente. Se deduce astfel că valoarea maximă a cîmpului coercitiv H_{cD} datorat energiei cîmpului demagnetizant, relevată pe pe ciclul de histererezis rectangular (cînd H este paralel cu Oz) corespunde valorilor $h_0 = \pm 2$ pentru $p = \pm 1$; pentru aceste valori h_0 , formulele (6.73) conduc la expresia acestui cîmp coercitiv maxim.

$$(6.74) \quad D_{H_0} = \frac{P_S(N_b - N_a)}{\mu_0} = M_S(N_b - N_a)$$

Susceptibilitatea magnetică în cazul H perpendicular pe Oz este

$$(6.75) \quad k = \frac{P_S}{\mu_0 H_{cD}} = \frac{1}{N_b - N_a}$$

pentru $H \leq D_{H_0}$.

În cazul ciclului corespunzător lui $\Theta = \pi/4$, discontinuitățile în rotația magnetizării spontane se produc la $h_0 = \pm 1$, și cîmpul coercitiv la care se produce bascularea polarizației magnetice este

$$(6.76) \quad D_{H_0}^{H_c} = \frac{P_S}{2\mu_0} (N_b - N_a) = \frac{M_S}{2} (N_b - N_a)$$

Pentru Θ variabil între 0 și $\pi/2$, cîmpul coercitiv variază între $M_S(N_b - N_a)$ și $\frac{M_S}{2}(N_b - N_a)$. În general, se poate scrie expresia cîmpului coercitiv determinat de anizotropia de formă a elipsoidului de revoluție, în modul următor:

$$(6.77) \quad D_{H_0}^{H_c} = c M_S(N_b - N_a)$$

în care c variază între limitele $1 \leq c \leq \frac{1}{2}$ cînd Θ variază între $0 \leq \Theta \leq \pi/2$.

Sub forma cea mai generală, cîmpul coercitiv datorat proceselor de rotație ireversibilă a polarizației magnetice poate fi reprezentat ca suma celor trei componente examinate pînă acum (expresiile 6.60, 6.69 și 6.77)

$$(6.78) \quad H_c = K H_0 + \frac{H_0}{6} + D_{H_0}^{H_c} = a \frac{K}{P_S} + b \frac{\lambda_S \sigma}{P_S} + \frac{c}{\mu_0} (N_b - N_a) P_S$$

În această sumă indicii K , σ , și D asociați cîmpurilor coercitive H_0 sugerează natura anizotropiei care este la originea cîmpului coercitiv.

În rezumat se poate spune că procesele de magnetizare prin rotația coerentă a magnetizării cristalelor feromagnetice monodomenice, (cu anizotropie uniaxială) sînt în exclusivitate reversibile cînd cîmpul magnetizant H este orientat perpendicular pe axa de anizotropie uniaxială, și în exclusivitate ireversibile dacă H este paralel cu axa. Pentru orientări intermediare între acestea două magnetizarea prin rotație are loc printr-o combinație de procese reversibile și ireversibile așa cum indică alura curbelor de magnetizare din figura VI.26..

În general mărimile K , σ , λ_S , P_S intervin în expresiile cîmpului coercitiv condiționat de procesele de rotație irevers-

sibilă, în același mod ca și un formulele cîmpului coercitiv condiționat de procesele de deplasare ireversibilă a pereților interdomenici.

Efectiv, dacă se compară expresiile lui H_c care au fost calculate pentru același tip de anizotropie în cazul proceselor de deplasare a pereților și în cazul proceselor de rotație, se constată că aceste expresii sînt foarte asemănătoare. Totodată, și în cazul proceselor de rotație ca și în cel al proceselor de deplasare a pereților se observă că susceptibilitatea magnetică inițială și coercitivitatea variază în raport invers în funcție de aceste mărimi (K , σ , λ_s , P_s) fapt ce concordă calitativ cu datele experimentale reprezentate în cap. I și în cap. VI, fig. VI.9.

Capitolul VI

1. BARKHAUSEN, H., Phys. Z. 20, 401 (1919)
2. BECKER, R., Phys. Z. 33, 905 (1932)
3. BECKER, R, DORING, W., Ferromagnetismus, Springer (1939)
4. BOZORTH, R.M., DILLIGER, J.F., Phys.Rev. 35, 733 (1930)
5. DORING, W., Z.Phys., 108, 137 (1938)
6. GREINER, C.H., Ann.Phys. Lpz. 12, 89 (1953)
7. HERPIN, , Theorie du magnetisme, Paris, 1968
8. KERSTEN, M., Phys. Z. 44, 63 (1943) Z.Phys. 121, 714 (1948)
9. KONDORSKII, E., Phys.Z.Sovjet. 11, (1937) p.597
10. KONDORSKII, E., Dokl.Akad.Nauk URSS, 68, 37 (1947)
11. NEEL, L., Cah. Physique 25, 21 (1946)
12. SIXTUS, K.J., TONKS, L., Phys. Rev., 37, 930 (1931);
43, 931 (1933)
13. STEWART, K.H., J.Phys.Rad., 12, 325 (1951)

C A P I T O L U L V I I

PROPRIETATI MAGNETICE ALE PARTICULELOR FINE SI ALE PĂTURILOR SUBTIRI FEROMAGNETICE

7.1. Proprietățile magnetice ale particulelor fine feromagnetice

7.1.1. Generalități

În schema generală a teoriei magnetismului problemele proprietăților magnetice ale substanțelor feromagnetice sub formă de particule fine, se disting prin anumite particularități.

a. Mai întâi precizăm că este vorba de particule ale căror dimensiuni sînt suficient de mici pentru ca structura de monodomeniu magnetic să fie energetic favorizată în raport cu structurile polidomenice.

b. Ca o consecință directă a dimensiunilor reduse și implicit a structurii monodomenice, cîmpul coercitiv H_c al particulelor fine este neobișnuit de mare. Acest cîmp H_c , care în substanțele masive este de ordinul sutelor și uneori de ordinul unităților de A/m poate să atingă valori de ordinul sutelor de mii de A/m în cazul particulelor fine din aceeași substanță. De exemplu Guillaud 1931 a determinat coercitivități de ordinul 10^6 A/m la pulberi de MnBi în timp ce cîmpul coercitiv al substanțelor masive este de ordinul 10^2 A/m. Această proprietate a particulelor a suscitat numeroase aplicații tehnice, dintre care menționăm realizarea magneților permanenți din

pulberi feromagnetice și a unor medii de înregistrare magnetică.

c. Dacă dimensiunile particulelor sînt mai mici decît o anumită dimensiune critică, momentul magnetic este supus efectului fluctuațiilor termice. În consecință proprietățile magnetice ale particulelor depind esențialmente de valoarea timpului de relaxare a momentului magnetic comparativ cu durata experimentului. De aici rezultă o serie de proprietăți interesante, dintre care menționăm existența unei comportări de superparamagnetism a particulelor fine feromagnetice și a unor fenomene magnetice specifice referitoare la remanența magnetică.

7.1.2. Cîmpul coercitiv al particulelor fine

Condițiile necesare pentru ca o particulă feromagnetică să constituie un domeniu elementar unic de magnetizare uniformă, în sensul lui Weiss, au fost analizate în paragraful (§ 5.6.). Au fost estimate dimensiunile critice sub care particulele se comportă ca monodomenii magnetice izolate.

În acest caz nu mai poate fi vorba de deplasări de pereți interdomenici și procesul de magnetizare al particulei este în exclusivitate un proces de rotație a magnetizației spontane. Considerăm deocamdată că rotația magnetizării particulei monodomenice are loc printr-un mecanism de rotație coerentă a spinilor. În aceste condiții factorii care se opun rotației sînt: anizotropia magnetocristalină, anizotropia de tensiuni și anizotropia de formă. Acești trei factori determină cuplul ce trebuie să fie exercitat pentru a inversa polarizația spontană a particulei; efectiv acești factori determină mărima cîmpului coercitiv al particulei.

Adăugăm un al patrulea factor, dimensiunea sau diametrul mediu al particulei, care poate influența sensibil mărima cîmpului coercitiv.

1°. Efectul anizotropiei asupra câmpului coercitiv al particulei

Într-o granulă monodomenială energia de magnetizare depinde doar de orientarea polarizației spontane P_s în raport cu anumite axe ale granulei. Considerînd, pentru simplificare, granule cu anizotropie uniaxială, energia totală a particulei în câmpul magnetic H exterior, poate fi scrisă sub forma următoare,

$$(7.1) \quad E_T = -HP_s v \cos(\theta - \varphi) - K v \cos^2 \varphi$$

în care v reprezintă volumul particulei, φ unghiul dintre polarizația spontană \vec{P}_s și axa de anizotropie uniaxială, iar K reprezintă o constantă omogenă cu o densitate volumică de energie a cărei expresie depinde de tipul de anizotropie luat în considerație. În cazul granulelor în care anizotropia magnetocristalină este dominantă, constanta K este egală cu constanta de anizotropie uniaxială.

În acest caz ecuația (7.1) este asemănătoare cu ecuația (6.42) și problema determinării curbelor de magnetizare ale particulei se tratează în aceeași manieră în care au fost determinate curbele de magnetizare în cazul proceselor de rotație coerentă a polarizației magnetice P_s (paragraful 6.3.2). În speță, satisfacerea condițiilor de echilibru, ($\partial E_T / \partial \varphi = 0$) și de stabilitate ($\partial^2 E_T / \partial \varphi^2 > 0$) a vectorului \vec{P}_s pentru diferite orientări ale câmpului \vec{H} în raport cu axa de anizotropie uniaxială, permite determinarea familiei de curbe de magnetizare $P = f(H)_0 = \text{const.}$ a căror alură este absolut asemănătoare cu a celor din fig.VI.26. În particular, dacă axa de anizotropie uniaxială este paralelă cu câmpul H , ciclul elementar de histeresis al particulei monodomeniale este rectangular și are o înălțime totală egală cu $2P_s$ și lățimea $2H_c$ (fig.

VII.1.a)

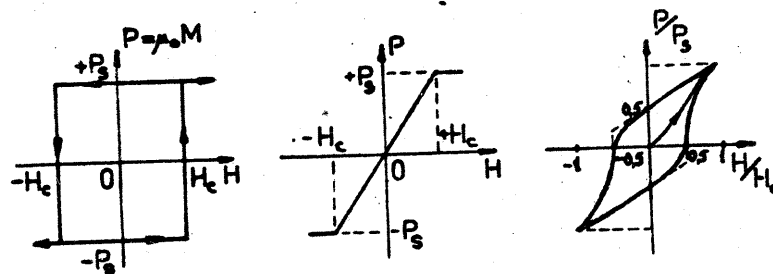


Fig.VII.1

Câmpul coercitiv este, conform formulei (6.56)

$$(7.2) \quad H_c = \frac{2K}{P_s}$$

La $H = +H_c$ și $H = -H_c$ au loc discontinuități în magnetizarea particulei. Susceptibilitatea magnetică este nulă. Dimpotrivă, nu există histeresis cînd axa particulei este perpendiculară pe câmpul magnetic H . Componenta polarizației magnetice în direcția câmpului rămîne constantă pentru $-H < -H_c$; ea variază liniar de la $-P_s$ la $+P_s$ cînd H variază de la $-H_c$ la $+H_c$ și este constantă pentru $H > +H_c$. Remanența magnetică este nulă și, pentru $-H_c < H < +H_c$, susceptibilitatea este (fig.VII.1.b)

$$(7.3) \quad k = \frac{P_s^2}{2 \mu_0 K}$$

Oricare ar fi tipul de anizotropie care stă la originea câmpului coercitiv, formulele care dau câmpul coercitiv al particulelor pot fi scrise sub forma

$$(7.4) \quad H_c = \frac{2P}{P_s}$$

în care P , reprezintă, în virtutea formulelor (7.1) și (6.56),
 egaia
 o mărime cu constanta de anizotropie K în cazul anizotropiei
 magnetocristaline, sau, în virtutea formulelor (6.66) și
 (6.74), P este egal cu $\frac{3}{2} \lambda_s \sigma$ în cazul anizotropiei de tensi-
 uni și cu $\frac{P_s}{2\mu_0} (N_b - N_a)$ în cazul anizotropiei de formă a unei par-
 ticule sub formă de elipsoid de revoluție.

Aplicarea teoriei particulelor monodomenice elipsoidale la
 particule de formă geometrică neregulată nu implică restricții
 esențiale. După W.F.Brown (1960) și A.H.Mortish (1965) anizo-
 tropia de formă a unei particule de formă neregulată este re-
 ductibilă la anizotropia unui elipsoid tri-axial avînd același
 volum cu al particulei și lungimi convenabile ale axelor. Pe
 de altă parte după C.E.Johnson (1962) comportarea particulelor
 de formă elipsoidală oarecare în procesul magnetizării este
 foarte asemănătoare cu cea a particulelor de formă elipsoidului
 de revoluție, considerate în teoria lui Stoner și Wohlfarth.
 În consecință, corespunzător celor trei tipuri de anizotropie
 considerate, valorile maxime ale cîmpurilor coercitive ale par-
 ticulelor cu anizotropie uniaxială, relevabile pe ciclul rec-
 tangular de histerezis, sînt:

$$(7.5) \quad \begin{aligned} H_{co} &= \frac{2K}{P_s} && \text{anizotropie magnetocris-} \\ &&& \text{talină} \\ H_{co} &= \frac{3\lambda_s \sigma}{P_s} && \text{anizotropie de tensiuni} \\ H_{co} &= \frac{P_s}{\mu_0} (N_b - N_a) && \text{anizotropie de formă} \end{aligned}$$

Aceste formule sînt valabile numai pentru particule care au
 toate aceeași orientare. Într-un ansamblu de particule identi-
 ce, independente, orientate la întîmplare în raport cu direcția
 cîmpului exterior H , trebuie să se ia în considerație media
 tuturor valorilor unghiului θ dintre H și axa particulelor și

și se obține în acest caz un ciclu de histerezis unic, ca cel
 din fig.VII.1.0 (Néel, 1947), care este un fel de medie a tu-
 turor ciclurilor din fig.VI. 26 (Stoner și Wohlfarth, 1948).
 Se determină pentru acest ciclu mediu un cîmp coercitiv egal cu
 aproape jumătate din cîmpul coercitiv maxim al granulei indivi-
 duale

$$(7.6) \quad H_c = 0,476 H_{co}$$

și polarizația magnetică remanentă este egală cu jumătate din
 valoarea polarizației de saturație

$$(7.8) \quad P_r = 0,5 P_s$$

Susceptibilitatea inițială este

$$(7.8) \quad k = \frac{P_s^2}{3\mu_0 K}$$

Pentru a sugera influența celor trei factori asupra coer-
 citivității particulelor, dăm în Tabelul 7.1, valorile medii ale
 cîmpului coercitiv, H_c , calculate pentru particule feromagnetice
 tipice și pentru particule de MnBi. Se observă că în cazul fie-
 rului efectul formei este preponderent, iar în cazul MnBi efec-
 tul anizotropiei magnetocristaline este cel mai însemnat. În
 cazul particulelor de Ni efectul tensiunilor este important și de
 același ordin de mărime cu efectul formei. În cazul particule-
 lor de Co anizotropia cristalină și efectul formei particule-
 lor dau cîmpuri coercitive comparabile. S-a considerat în toate
 cazurile particule aciculare în care factorii demagnetizanți
 sînt $N_a = 0$ și $N_b = 1/2$ iar tensiunea σ de ordinul 100 Kg/mm^2 .

TABELUL 7.1

1	$M_s \times 10^6$ A/m	$\times 10^6$	$K \times 10^4$ J/m ³	$H_c \times 10^{-3}$ A/m		
				anizotropie cristalină	tensiune	formă
2	3	4	5	6	7	

1	2	3	4	5	6	7
Fe	1,74	4,0	4,0	17,6	5,6	416
Co	1,43	3,0	40,0	224,0	5,2	344
Ni	0,51	34,0	0,3	4,8	160	120
MnBi	0,60	-	120,0	1600,0	-	144

Datele din acest tabel sugerează că, pentru a obține pulberi cu câmp coercitiv foarte mare trebuie să alegem un material cu anizotropie mare, cum este cazul aliajului MnBi pentru care se determină un câmp coercitiv de $1,6 \cdot 10^6$ A/m.

2°. Efectul dimensiunii particulei asupra câmpului coercitiv

Câmpul coercitiv variază în funcție de diametrul particulei. Koenigsberger (1947) rezumă rezultatele obținute cu particule de oxizi magnetici de Fe (Gottschalk (1935) Sappa (1937)); acest rezultat atestă că, prin divizarea progresivă a substanței până la dimensiuni care pot fi atinse cu ușurință prin pulverizare mecanică, H_c variază practic ca $1/D$, în care D reprezintă diametrul particulei. Rezultatele măsurărilor de H_c efectuate de Bertaut (1949) pe pulbere de fier mult mai fină, obținută prin metode chimice, conduc la concluzia că legea de variație a câmpului coercitiv ca $1/D$ nu este valabilă decât la diametre mari, și că H_c tinde către un maximum pentru diametre sub $0,02 \mu m$. Pentru diametre mai mici, H_c tinde către zero (fig. VII.2); acest fapt este destul de natural deoarece forțele responsabile de feromagnetism devin insuficiente pentru un număr mic de atomi. De exemplu, filmele de fier de grosime $1,2 \cdot 10^{-9}$ m nu mai sînt feromagnetice ci simplu paramagnetice. Diametrul critic se micșorează de altfel și cînd se micșorează

gorează temperatura. De exemplu câmpul coercitiv al particulelor de fier de

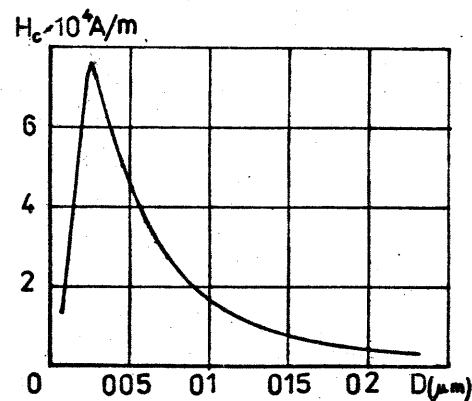


Fig. VII.2

particule asupra mărimii câmpului coercitiv al particulei. Kittel (1949) a dat o teorie a variației câmpului coercitiv în funcție de diametrul particulelor, examinînd condițiile de deplasare a unui perete într-o particulă sferică. El consideră o particulă monodomenică sferică de rază R magnetizată

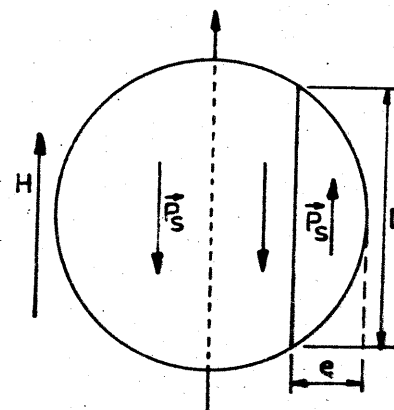


Fig. VII.3

după o direcție de ușoară magnetizare presupusă paralelă cu axa Oz (fig. VII.3) Câmpul H este opus magnetizării P_s Câmpul coercitiv este considerat în teoria lui Kittel ca un câmp de nucleație care este necesar pentru a crea un perete Bloch în particula monodomenică.

Peretele are o grosime g și un diametru D care, în primă aproximație este dat de relația:

$$(7.9) \quad D^2 = 8(R_0 - e^2) \approx 8R_0$$

Datorită apariției peretelui, energia necesară magnetizării sferei în câmpul H este mai mică, deoarece în volumul peretelui magnetizarea nu mai este antiparalelă cu câmpul H . Se câștigă astfel o energie egală cu aproximativ

$$(7.10) \quad HP_S V = HP_S \frac{\pi D^2 g}{8}$$

în care V este volumul peretelui.

Energia magnetostatică proprie a particulei devine mai mică, fapt care reprezintă un câștig de energie în procesul magnetizării, care, după estimările lui Kittel este egal cu aproximativ

$$(7.11) \quad \frac{1}{2} \frac{M}{P_0} P_S^2 V_0 \approx \frac{1}{2} \frac{P_S^2}{P_0} \frac{4\pi R^3}{3} \frac{g}{4R}$$

în care V_0 este volumul sferei. Pe de altă parte, pentru a crea peretele trebuie să se cheltuiască energia

$$(7.12) \quad W_p S = W_p \frac{\pi D^2}{4}$$

În virtutea principiului conservării energiei,

$$(7.13) \quad \frac{\pi D^2}{4} W_p = \frac{\pi D^2 g}{8} H_0 P_S + \frac{1}{2} \frac{P_S^2}{P_0} \frac{4\pi R^3}{3} g$$

se obține expresia câmpului coercitiv, ținând seama de (7.9)

$$(7.14) \quad H_0 = H_{co} \left(1 - \frac{R}{R_0} \right)$$

în care

$$(7.15) \quad H_{co} = \frac{2W_p}{P_S g} = \frac{2K}{P_S}$$

și

$$(7.16) \quad R_0 = \frac{12\pi W_p}{P_S^2}$$

Variația câmpului coercitiv cu dimensiunea granulelor după formula (7.14) se verifică bine cu datele experimentale obținute de Guillard cu particule de MnBi fig. VII.4. Totuși formula

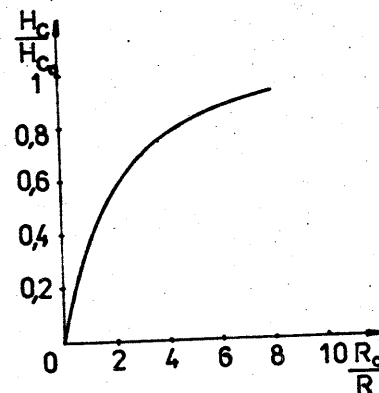


Fig. VII.4

7.11 propusă de Kittel fără demonstrație nu este absolut corectă. Un calcul mai corect demonstrează că energia câmpului demagnetizant propriu al particulei nu variază liniar cu g ca în (7.11) ci pătratic. Efectiv, această micșorare de energie dată de formula (7.11) este egală cu variația energiei datorată inversării magnetizării în volumul calotei sferice (fig.VII.3) într-un câmp egal cu câmpul demagnetizant. În consecință factorul demagnetizant din formula (7.11), N , fiind proporțional cu raportul volumelor calotei sferice și al sferei, rezultă că este proporțional cu (e^2/R^2) și ca urmare expresia (7.11) trebuie să fie înlocuită printr-o expresie de forma:

$$(7.17) \quad \frac{4\pi}{3} R^3 \frac{P_S^2}{P_0 R^2}$$

cu toate consecințele ce decurg de aici asupra formulei finale (7.14). De fapt întregul calcul este penibil deoarece acesta se bazează pe presupunerea că magnetizarea este dirijată după Oz în întregul volum al calotei sferice, ceea ce nu este absolut exact deoarece într-un perete interdomic magnetizarea nu este uniformă.

Un calcul riguros făcut de Néel conduce la concluzia că H_0

variază cu puterea $2/3$ a inversului dimensiunii particulei, însă comparația cu datele experimentale nu este absolut satisfăcătoare. Problema este esențialmente mai complicată și toate calculele rămân penibile atât timp cât nu se ia în considerație și efectul interacțiunilor dintre particule asupra câmpului coercitiv. Amintim de altfel că în toată analiza de până aici s-a considerat că procesul de inversare a magnetizării are loc printr-un mecanism de rotație coerentă a spinilor în particula monodomenică în timp ce sînt posibile și alte moduri de inversare a magnetizării prin rotații incoerente.

3°. Efectul rotației incoerente a magnetizației spontane

În principiu, experimentele furnizează valori globale ale coercitivității unui ansamblu de particule, nepermițînd separarea netă a contribuției fiecărui tip de anizotropie la valoarea globală. Încercările de interpretare a coercitivității ansamblului de particule în lumina teoriei magnetizării prin rotație coerentă a magnetizării spontane a unui ansamblu de particule monodomenice (Néel, 1947, Stoner și Wohlfarth 1948) întîmpină dificultăți considerabile deoarece valorile câmpului coercitiv prezise de teorie sînt în general mai mari decît cele determinate experimental. Acest fapt justifică unele tentative de a înveea diferite moduri de rotație incoerentă a magnetizației particulelor în procesul inversării magnetizării.

În fig. VII.5 sînt indicate schematic diferite moduri de inversare a magnetizării, care pot avea loc în particule izolate de formă cilindrică (fig. VII.5 a,b,c), anume: a) rotație coerentă (unison); b) rotație ondulantă, a cărei amplitudine variază sinusoidal în lungul axei eșantionului cilindric ("buckling") propusă de Aharoni (1963); c) magnetizare rotorială ("curling")

propusă de Frei, Shtrikman și Treves (1957), în care magnetizarea în lungul cilindrului are o componentă transversală tangentă la circumferința cu centrul pe axa eșantionului și a cărei mărime depinde de raza circumferinței; d) rotație paralelă a

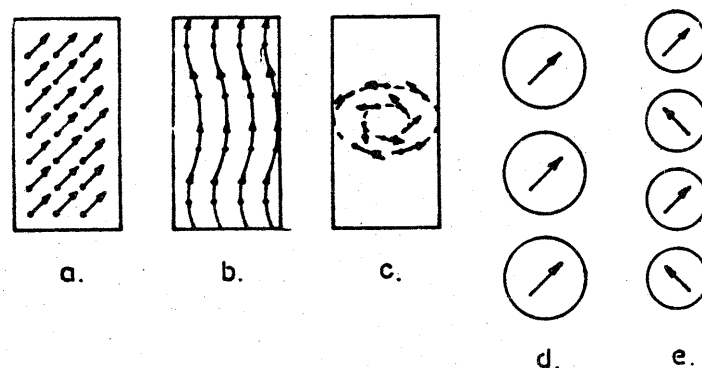


Fig. VII.5

magnetizației; e) rotație în evantai ("fanning") propusă de Jacobs și Bean (1955).

În general particulele cu lungimea l mai mare decît lungimea critică l_K pentru comportarea de monodomeniu, se magnetizează prin mecanismul rotației incoerente a vectorului \vec{P}_s . Polarizația spontană locală, în diferite puncte ale materialului magnetic, în câmpul exterior, este orientată sub diferite unghiuri față de axa de ușoară magnetizare. Regiunile cu magnetizare inversată (germenii de magnetizare) apar în câmpul H_N (câmpul de nucleație). Pentru modul de rotație ondulantă (b) câmpul H_N se determină din formula

$$(7.18) \quad H_N = \frac{P_S}{2\mu_0} \left(\frac{f}{1-K} \right)$$

Cînd lungimea particulei devine egală cu lungimea critică ($f = l_K$), deci, cînd procesul de remagnetizare devine incoerent, cîmpul de nucleație este egal cu cîmpul coercitiv H_0 .

$$(7.19) \quad H_N = H_0 = \frac{P_S}{2\mu_0} = \frac{M_S}{2}$$

Acesta este cîmpul coercitiv corespunzător anizotropiei de formă (formula 7.5) în care $N_a = 0$ și $N_b = \frac{1}{2}$ pentru particule cu diametrul foarte mic în comparație cu lungimea.

În cazul magnetizării incoerente rotoriale (c) lipsește componenta magnetizării perpendiculară pe suprafața laterală a particulei. Dependența cîmpului de nucleație de dimensiunea particulei poate fi reprezentată prin relația

$$(7.20) \quad H_N(f) = \frac{2K}{P_S} - 2k(m) \frac{P_S}{f^2} - \frac{N_0}{\mu_0} P_S$$

În care $k(m)$ variază de la 1,39 pentru sferă la 1,08 pentru cilindrul infinit de lung. Mărimea m dependentă de alungirea relativă a particulei variază de la 1 la ∞ . În acest mod H_N (și prin urmare H_0) depinde slab de alungirea particulei, totuși dependența lui H_N de f este însemnată. Deoarece valoarea limită a cîmpului de nucleație este egală cu cîmpul de anizotropie, variația absolută a cîmpului coercitiv pe seama variației dimensiunilor particulelor este egală practic cu $N_0 P_S / \mu_0$ și este mică în comparație cu cîmpul de anizotropie pentru particulele cu anizotropie magnetocristalină dominantă.

În modelul rotației în evantai (e) particulele sînt figurate prin sfere cu diametrul egal cu lungimea particulei. Procesul de magnetizare în volumul fiecărei particule sferice are loc printr-o rotație coerentă. Rotația vectorului magnetizării ansamblului este dificilă datorită anizotropiei interac-

țiunii magnetostatie dintre sfere. În acest model cîmpul coercitiv evaluat de Kondorskii (1952) este dat de formula:

$$(7.21) \quad H_0 = (K_N - \frac{2}{3} L_N) \frac{3}{4} \frac{P_S}{\mu_0}$$

în care K_N și L_N sînt funcții de numărul de particule sub formă de sfere.

Efectiv, curbele de magnetizare pentru astfel de moduri ca "buckling", "curling" și "fanning" diferă de cele previzibile în teoria procesului de rotație coerentă a magnetizării, prin aceea că valorile cîmpului critic date de aceste modele sînt mai mici și mai apropiate de cele furnizate de experiment.

Totuși, pentru interpretarea teoretică riguroasă a curbelor experimentale de magnetizare a unui ansamblu de particule, trebuie să se țină seama și de efectul interacțiunilor magnetice dintre particule, efect care n-a fost luat în seamă pînă aici.

4^o. Efectul interacțiunilor magnetice dintre particule asupra cîmpului coercitiv

Într-o primă aproximație considerăm un ansamblu de particule monodomenice suficient de apropiate una de alta, astfel încît interacțiunea magnetică a unei particule cu celelalte să se reducă numai la interacțiunea cu particulele din imediata vecinătate. Pentru două particule vecine, cu axele paralele cu cîmpul exterior, ciclul de histerezis rezultat va depinde de cîmpurile lor coercitive relevabile pe ciclurile de histerezis rectangulare individuale și de semnul și mărimea cîmpului de interacțiune dintre ele. L. Néel (1954) stabilește că, în condițiile unui ansamblu de particule monodomenice cu anizotropie uniaxială, efectul cîmpului de interacțiune asupra unei particule cu cîmp coercitiv H_0 se traduce printr-o asimetrizare a

ciclului de histerezis elementar al particulei. În teoria sa, câmpul de interacțiune H_1 este presupus proporțional cu magnetizarea de saturație M_s și paralel cu axa particulelor uniaxiale dar, totodată, se admite că acest câmp H_1 este independent de magnetizația M a ansamblului. Astfel, în prezența câmpului de interacțiune, câmpurile critice ale unei particule sînt

$$(7.22) \quad H_+ = H_0 - H_1$$

$$H_- = -H_0 + H_1$$

ca în fig.VII.6. Independența

câmpului de interacțiune de magnetizarea ansamblului de particule este discutabilă.

Câmpul H_1 care acționează asupra unei particule din ansamblul dat este rezultanta câmpurilor tuturor celorlalte particule. Este

evident că modificarea stării magnetice a acestor particule

va produce o modificare a câmpului H_1 al particulei considerate și, ca urmare, câmpul de interacțiune asociat unei anumite particule nu poate fi independent de magnetizarea ansamblului, dar dacă se ia în considerație faptul că ansamblul real de particule comportă numere statistice mari de particule care au același câmp coercitiv H_0 și dacă se dovedește că distribuția probabilă a câmpului de interacțiune al particulelor cu același câmp H_0 este independentă de magnetizarea celorlalte particule, condiția impusă în teoria lui Néel devine justificabilă pe baza statisticii. Condiția de paralelism al câmpului H_1 cu axa particulei nu este absolut restrictivă; D.J. Dunlop (1964) demonstrează că un câmp de interacțiune dirijat sub un unghi sarec e față de

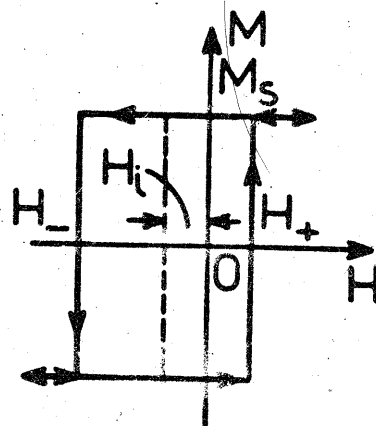


Fig. VII.6

axa particulei poate fi descompus în două componente cu efecte independente o componentă normală la axă care micșorează coercitivitatea particulei fără a afecta simetria ciclului de histerezis și o componentă H_1 paralelă cu axa, care produce deplasarea ciclului cu o cantitate H_1 în direcția axei câmpului H , fără a afecta lățimea acestui ciclu. După Morrish și Watt (1957), efectul câmpului de interacțiune asupra unei particule este echivalent cu o creștere ușoară a diametrului critic pentru comportarea de monodomeniu a particulei. Ca urmare, o particulă care în absența interacțiunilor are o comportare de monodomeniu, va rămîne monodomeniu și în prezența interacțiunilor. Prin efectul interacțiunilor, ciclurile elementare de histerezis ale particulelor cu același câmp H_0 pot fi deplasate în direcția axei H în diferite moduri în funcție de mărimea și sensul vectorului local H_1 , fără o modificare a lățimii ciclului, $2H_0$ (fig. VII.7.a,b,c,d). În procesul de demagnetizare prin acțiunea unui câmp magnetic alternativ descrescător, momentul magnetic al unei particule cu ciclu de histerezis asimetric va rămîne blocat pentru toate valorile câmpului alternativ mai mici sau egale cu valoarea cea mai mică a celor două câmpuri critice H_+ și H_- . În consecință efectul interacțiunilor se traduce prin micșorarea coercitivității particulelor, aceasta avînd o valoare efectivă egală cu $H_0 - H_1$. Astfel, după demagnetizare în câmp alternativ descrescător, particulele vor rămîne polarizate în sensul pozitiv în cazurile (b), (d) și negativ în cazurile (a), (c).

Teoretic există posibilitatea ca efectul interacțiunilor să se traducă în cazul unor particule, printr-o polarizare în sens opus câmpului exterior (fig.VII. 7, e,f,g,h). Astfel, în prezența unui câmp H "pozitiv" suficient de mare, particulele pot fi polarizate "negativ". Un câmp alternativ

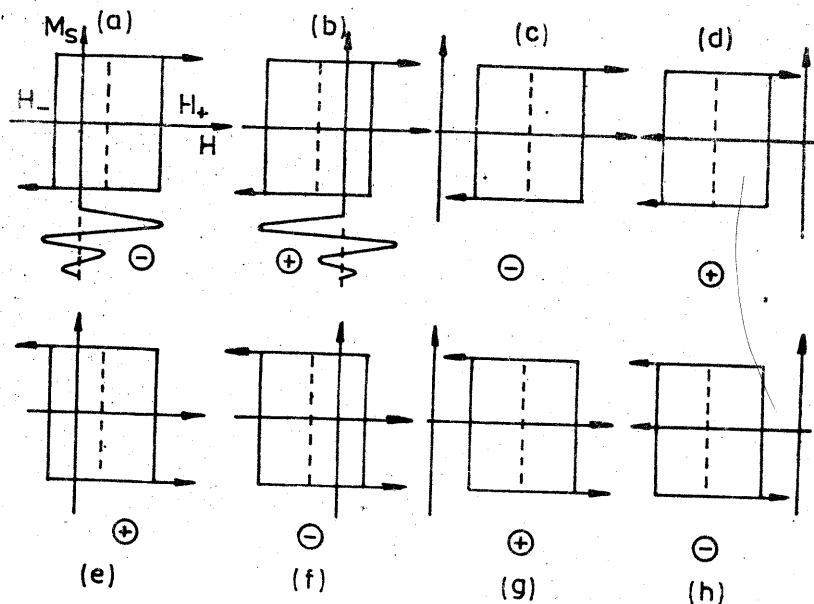


Fig. VII.7

descrescător la zero va lăsa particulele polarizate în sensul pozitiv în cazurile (e), (g) și negativ în cazurile (f), (h).

7.1.3. Diagramele lui Preisach și utilizarea lor la interpretarea proceselor de magnetizare a unui ansamblu de particule monodomenice

1°. Diagramele lui Preisach și funcția de distribuție a magnetizării particulelor după valorile cîmpurilor critice

Modelul ciclului de histerezis elementar, cu cîmpuri critice inegale, a fost propus de Preisach (1935) ca simplă ipoteză pe baza căreia acest autor interpretează procesele de magnetizare a substanțelor feromagnetice în cîmpuri slabe și demonstrează că

legile lui Rayleigh (1887) (enunțate în Cap.I) pot fi deduse pe această bază. Faptul că acest model ipotetic își găsește o justificare în teoria lui Néel a interacțiunilor magnetostatice a particulelor monodomenice sugerează imediat ideea de aplicare a metodei lui Preisach la studiul proceselor de magnetizare a particulelor cu interacțiuni.

Fiind dat un ansamblu real de particule monodomenice cu interacțiuni, respectiv cu cîmpuri critice H_+ și H_- inegale și etalate într-o gamă largă de valori, diagrama lui Preisach se obține reprezentînd, la un moment dat, fiecare particulă în planul parametric H_+ H_- prin punctele lor corespunzătoare, de coordonate (H_+, H_-) . În funcție de varietatea efectului interacțiunilor asupra ciclurilor de histerezis elementare ale particulelor, punctele reprezentative vor fi răspîndite în planul H_+ H_- ca în fig. VII.8. Fiecărui punct al planului, îi corespunde un

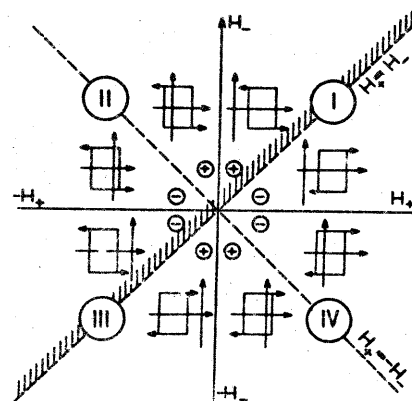


Fig. VII.8

număr de particule (cu aceeași coordonate H_+ H_-) care contribuie la momentul magnetic al ansamblului cu o cantitate reprezentată proporțional cu lungimea perpendiculară dusă la planul H_+ H_- în punctul considerat. În cazul unui număr mare de particule repartitia numerică a acestora după valorile cîmpurilor critice poate fi considerată ca o

funcție continuă de H_+ și H_- . În acest caz momentul magnetic asociat fiecărui punct al planului poate fi aproximat prin valoarea medie a momentului magnetic pe unitatea de suprafață $m(H_+, H_-)$. Pentru întregul ansamblu de particule această mărime $m(H_+, H_-)$ reprezintă funcția de distribuție tridimensională a lui Preisach (fig. VII.9) cu ajutorul căreia pot fi caracterizate proprietățile magnetice histeretice

și anhisteretice ale unui ansamblu real de particule. Momentul magnetic al distribuției este calculabil prin efectuarea integralei funcției $m(H_+, H_-)$ în mod corespunzător cu procesul de magnetizare dat. Numai particulele reprezentate în cadranul IV (fig. VII.8) contribuie la magnetizarea remanentă a ansamblului. Profilul funcției lui Preisach

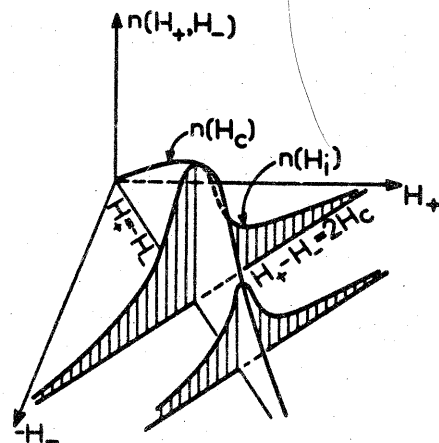


Fig. VII.9

normal la planul H_+, H_- , după direcția diagonalei $H_+ = -H_-$ dă spectrul cîmpului coercitiv al particulelor $n(H_0)$. Spectrul cîmpului de interacțiune $n(H_1)$ va fi dat de profilul distribuției $n(H_+, H_-)$ după o direcție perpendiculară pe dreapta $H_+ = -H_-$.

Distribuția fiind simetrică în raport cu planul normal care conține bisectoarea $H_+ = -H_-$ rezultă că și spectrul interacțiunilor $n(H_1)$ este simetric în raport cu acest plan.

2°. Interpretarea calitativă a proceselor de magnetizare pe baza diagramelor lui Preisach-Néel

a.) Procesul de demagnetizare în cîmp alternativ

În acord cu cele precizate mai înainte, distribuția particulelor responsabile de magnetismul remanent net al ansamblului este conținută în cadranul IV al planului H_+, H_- . Aplicarea unui cîmp magnetic alternativ, descrescător la zero de la o valoare H_0 suficient de mare pentru a satura distribuția în absența oricărui cîmp constant (Fig. VII.10.a), va separa distribuția în două părți egale, delimitate de linia indicată în fig. VII.10.b. La

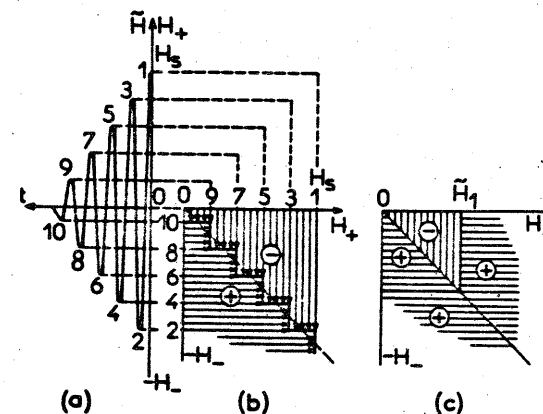


Fig. VII.10

dreapta acestei linii distribuția rămîne saturată în polaritate negativă iar la stînga în polaritate pozitivă. Integrala funcției lui Preisach $m(H_+, H_-)$ pentru întreaga distribuție va da un moment magnetic remanent nul. În condițiile unei descreșteri lente a amplitudinii cîmpului alternativ, linia de separație tinde către dreapta $H_+ = -H_-$. Dacă inițial ansamblul este saturat în polaritate pozitivă (prin aplicarea și suprimarea unui cîmp constant $+H > H_0$) și apoi se supune ansamblul unei demagnetizări parțiale prin aplicarea unui cîmp alternativ descrescător la zero de la o

valoare H_+ (fig.VII.10.c), momentul remanent net va fi dat de integrala funcției de distribuție pe regiunea din planul H_+H_- care nu este afectată de câmpul alternativ.

b.) Procesul de magnetizare remanentă izotermică (histeretică) (MRH)

Alura curbei de magnetizare remanentă izotermică progresivă $M_r = f(H)$ a unui ansamblu real de particule este indicată în fig. VII.11. Fiecărui punct de pe această curbă îi corespunde magnetizarea remanentă produsă prin aplicarea și suprimarea câmpului H la temperatura dată constantă. Pentru valorile lui H succesiv crescătoare de la zero la H_s se obține curba de magnetizare remanentă progresivă. Unei variații ciclice a câmpului între $+H_s$ și $-H_s$ îi corespunde o varietate a magnetizării remanente după un ciclu de histererezis paralelogramic. Să interpretăm acest proces de magnetizare pe diagramele lui Preisach.

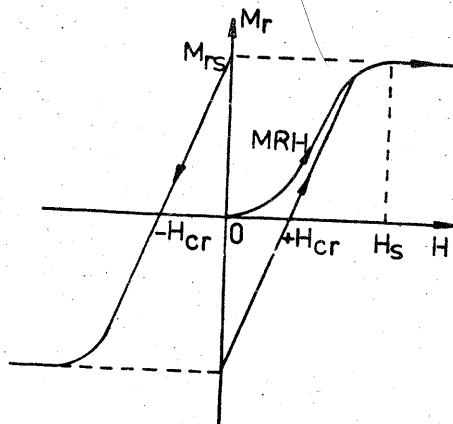


Fig. VII.11

Interpretăm acest proces de magnetizare pe diagramele lui Preisach. Ansamblul de particule, inițial demagnetizat în câmp alternativ (fig. VII.12.a), este supus unui câmp constant H_1 pozitiv. După suprimarea acestui câmp, o fracțiune din această distribuție cuprinzând particulele cu $H_+ \leq H_1$ va rămâne magnetizată în sensul câmpului H_1 (fig.VII.12.b) în polaritate pozitivă. Pentru câmpuri H_1, H_2, \dots succesiv crescătoare pînă la $+H_s$ momentul remanent net crește progresiv pînă la valoarea de saturație. Curba

inițială $M_{rh} = f(H)$ care pornește din origine pînă la saturație

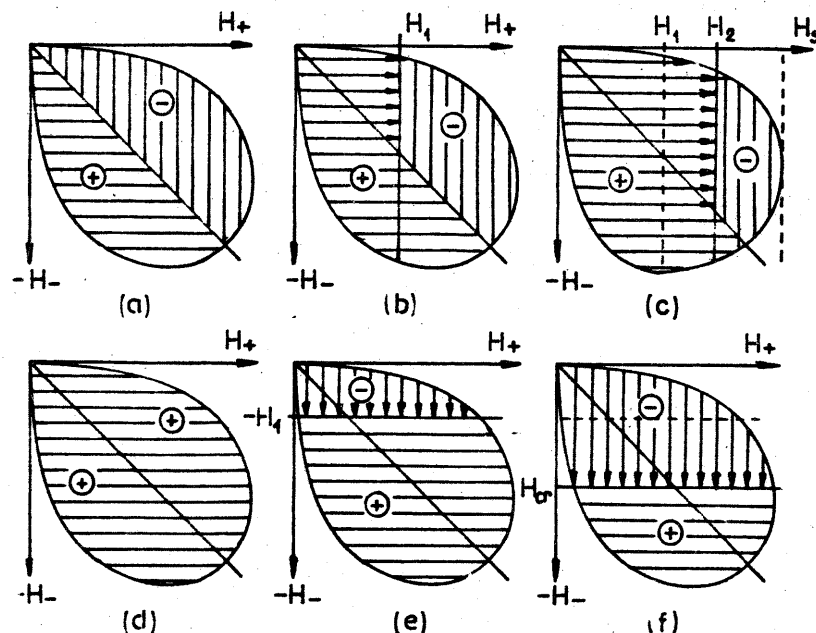


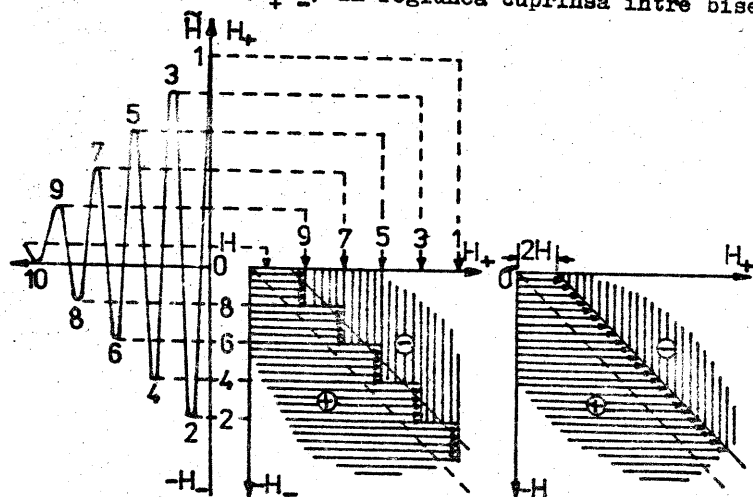
Fig. VII.12

(fig.VII.11), se obține prin efectuarea integrării funcției $m(H_+H_-)$ pentru $H = H_+$ crescător de la zero la H_s (fig.VII.12.o). Ansamblul fiind în final saturat în polaritate pozitivă (fig. VII.12.d) este apoi supus unui câmp $-H_1$ "negativ" (dirijat în sens opus magnetizației remanente de saturație. După suprimarea câmpului $-H_1$, o parte din ansamblul, cuprinzînd particulele $|H_-| \leq |H_1|$ va rămîne magnetizată în polaritate negativă (fig.VII.12.b). Magnetizării remanente nete a ansamblului îi va corespunde un punct pe ramura descendentă a ciclului de magnetizare remanentă (fig.VII.11). Pentru o anumită valoare a câmpului magnetizant, H_{or} , ansamblul va fi divizat în două părți cu momente magnetice egale și opuse (fig.VII.12.f); magnetizarea remanentă

rezultantă este nulă iar H_{cr} reprezintă cîmpul coercitiv remanent al ansamblului. Valoarea acestui cîmp depinde de configurația distribuției $m(H_+, H_-)$. În această manieră se poate urmări pe diagramă ciclul de remanență al întregului ansamblu sau pot fi relevate ciclurile minime de remanență corespunzătoare unei variații ciclice a cîmpului magnetizant, între valori $\pm H$ inferioare valorii cîmpului coercitiv remanent H_{cr} .

c.) Procesul de magnetizare remanentă anhisteretică (MRA)

În acest proces de magnetizare remanentă ansamblul de particule este supus acțiunii simultane a unui cîmp alternativ H descrescător la zero și a unui cîmp constant H (fig.VII.13.a). Efectul se traduce printr-o separare a distribuției $m(H_+, H_-)$ în două părți inegale despărțite prin linia frîntă din fig.VII.13.b, cea mai mare parte fiind magnetizația în sensul cîmpului constant H . În cazul unei descreșteri lente a amplitudinii cîmpului alternativ, linia frîntă tinde către o dreaptă paralelă cu bisectoarea $H_+ = -H_-$ intersectînd axa $H_+ = 0$ în punctul $(2H, 0)$. Momentul magnetic remanent anhisteretic net, corespunde integralei funcției de distribuție $m(H_+, H_-)$ în regiunea cuprinsă între bisectoare și



această dreaptă paralelă la bisectoare (Fig. VII.13c)

Fig.VII.13

Remarcă. Procesul MRA poate să aibă loc și prin descreșterea simultană la zero a

cîmpului alternativ H și a cîmpului continuu H , așa cum se petrece faptele în procesul înregistrării magnetice a semnalelor pe benzile de magnetofon cu particule de oxizi feromagnetici, în timpul trecerii particulelor prin fața capului de înregistrare. În acest caz funcția de dis-

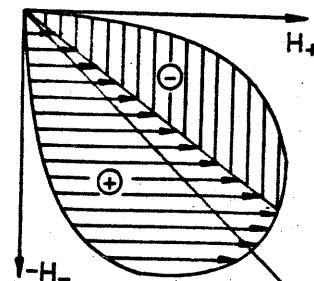


Fig.VII.14

tribuție se integrează ca în fig. VII.14.

d.) Aplicație

Pentru determinarea funcției de distribuție a lui

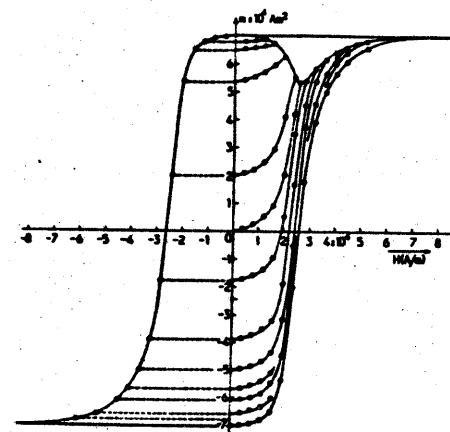


Fig.VII.15

Preisach-Néel, se trasează mai întâi curbele de magnetizare remanentă izotermă la diferite niveluri ale magnetizării de saturatie. În fig. VII.15 dăm aceste curbe determinate de noi pentru un eșantion de bandă pentru magnetofon conținând particule aciculare de γ - Fe_2O_3 orientate. Variațiile magnetizației remanente, relevate pe aceste curbe sînt

asociate unui număr de arii pătrate elementare din planul H_+, H_-

printr-un procedeu asemănător celui aplicat de Bate (1962).

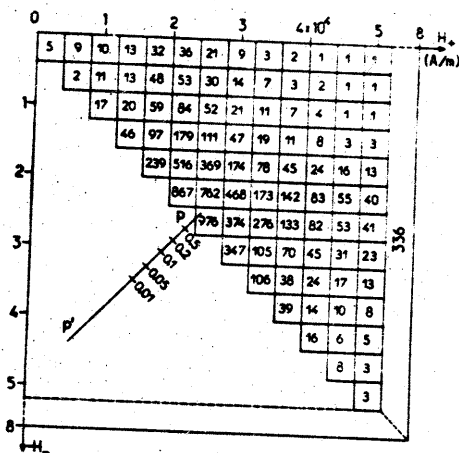


Fig. VII.16

Numerele asociate pătratelor elementare din diagrama lui Preisach (fig. VII.16), înmulțite cu 10^{-7} reprezintă momentul magnetic remanent, (în Am^2), al particulelor cu cîmpurile critice H_+H_- corespunzătoare punctelor din fiecare pătrat. Curbele din fig. VII.16 conturează valorile funcției $m(H_+, H_-)$ reduse la valoarea maximă a acestei funcții. Fig. VII.17 dă alura magnetizației remanente histeretice MRH și a magnetizației remanente anhisteretice MRA în funcție de cîmpul magnetizant H . Curbele trasate continuu sînt obținute prin măsurări directe iar curbele trasate punctate sînt cele prezise de diagrama lui Preisach prin integrarea funcției de distribuție $m(H_+, H_-)$ din fig. VII.16 în maniera indicată în paragrafele precedente. Fig. VII.18 dă spectrul cîmpului de interacțiune $n(H_i)$ și spectrul cîmpului coercitiv $n(H_c)$ al particulelor, ambele spectre fiind relevate pe diagrama din fig. VII.16 în maniera indicată în fig. VII.9.

Valoarea maximă a funcției $n(H_c)$ corespunde cîmpului coercitiv al remanenței magnetice a ansamblului de particule din bandă (25 kA/m) și este cu un ordin de mărime mai mare decît valoarea medie a cîmpului de interacțiune H_i ($= 2,5 \text{ kA/m}$).

Alura funcției $n(H_i) = f(H)$ sugerează că repartiția fîmărului

de particule al ansamblului real după valorile cîmpului de interacțiune se supune unei legi exponențiale de forma:

$$(7.23) \quad n(H_i) = \frac{dN}{dN_0} = \exp(-H_i / \sqrt{2} H_1)$$

în care dN_0 reprezintă numărul de particule fără interacțiuni ($H_i = 0$) și dN numărul de particule al căror cîmp de interacțiune este cuprins între H_i și $H_i + dH_i$.

Această lege pare să se bucure de un grad de generalitate remarcabil pentru mediile magnetice

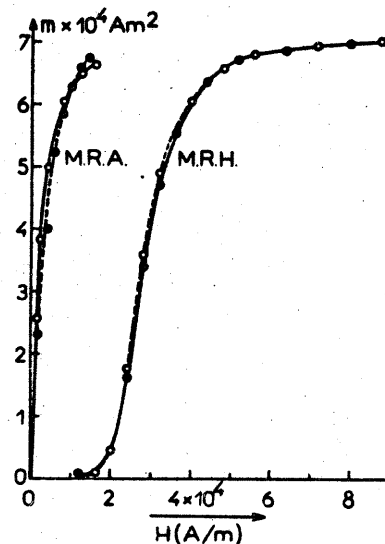


Fig. VII.17

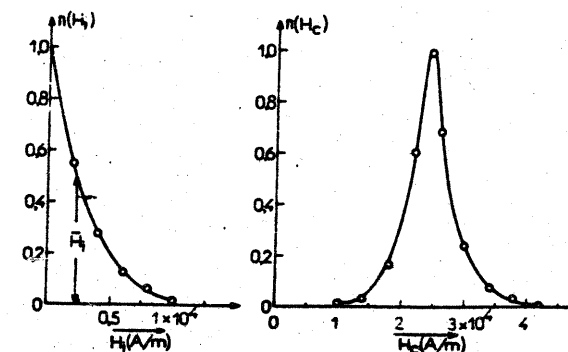


Fig. VII.18

peliculare constituite din particule monodomenice (C. Păpușoi,

P. Apostol 1983).

3°. Interpretarea legilor lui Rayleigh pe baza diagramelor lui Preisach

Ne propunem să explicăm pe baza diagramelor lui Preisach partea ireversibilă a ciclului lui Rayleigh de magnetizare în câmpuri slabe (fig. I.11) și formula (1.45), partea reversibilă fiind reprezentată prin susceptibilitatea inițială k_1 care este presupusă constantă în întregul domeniu de validitate a legii lui Rayleigh.

$$(7.24) \quad M = k_1 H + bH^2.$$

Variația maximă a magnetizației este (cf. 1.45)

$$(7.25) \quad \Delta M = 2k_1 H_m + 4bH_m^2,$$

în care

$$(7.26) \quad 2k_1 H_m = \Delta M_r,$$

reprezintă partea reversibilă și,

$$(7.27) \quad 4bH_m^2 = \Delta M_{ir}$$

reprezintă partea ireversibilă a variației magnetizației. Procesul de magnetizare în câmpuri slabe este simulat succesiv pe diagramele lui Preisach din fig. VII.19, pentru o variație ciclică a câmpului magnetizant între 0, +H, -H, 0.

În câmp nul, (fig. VII.19.a), toate particulele pentru care $|H_+| > |H_-|$ sînt magnetizate negativ iar cele pentru care $|H_+| < |H_-|$ sînt magnetizate pozitiv. Dacă aplicăm un câmp pozitiv H, ($H_+ = H$) (fig. VII.19.b), toate particulele pentru care $H > H_+$ sînt magnetizate pozitiv. Celelalte rămîn cum erau înainte de aplicarea câmpului +H. Dacă suprimăm câmpul +H, particulele reprezentate prin punctele din triunghiul OPH redevin magnetizate negativ (fig. VII.19.c), iar cele din banda OH₋ H A rămîn magnetizate

pozitiv. Aplicăm apoi un câmp egal cu -H. Toate particulele

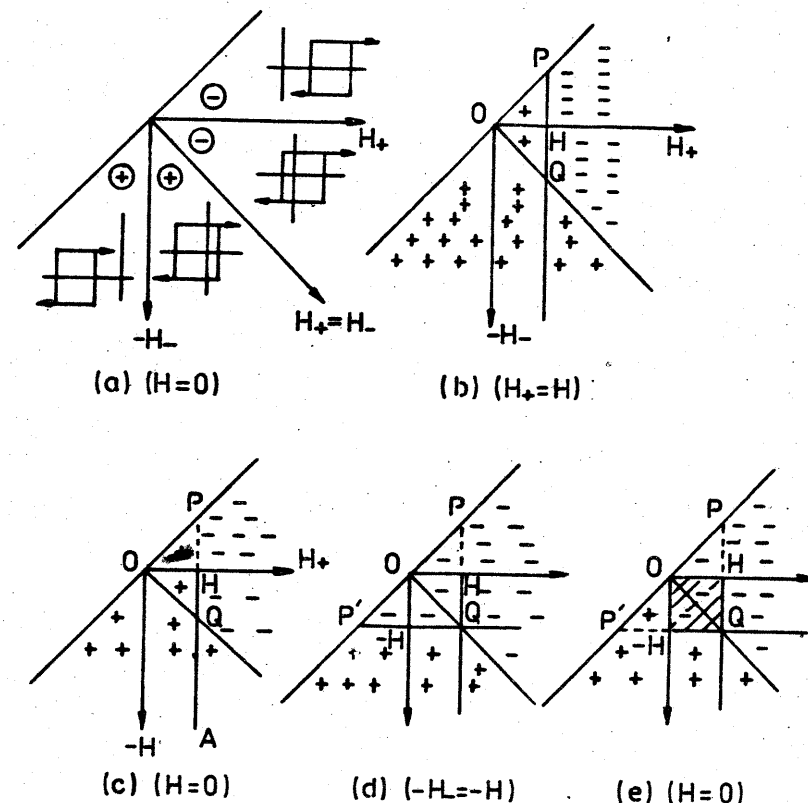


Fig. VII.19

pentru care $-H_- < -H$ sînt polarizate negativ (fig. VII.19.d). Cînd se suprimă acest câmp se obține situația din (fig. VII.19.e). Se observă că particulele a căror magnetizare a variat, în acest ciclu ($0 \rightarrow +H \rightarrow 0 \rightarrow -H \rightarrow 0$) sînt numai cele ale căror puncte reprezentative sînt situate în triunghiul OQ-H. Dacă $n(H_+H_-)$ este numărul de particule pe unitatea de suprafață din planul H_+H_- exprimat în $(A/m)^{-2}$ iar M_s este magnetizația spontană a particulelor monodomenice și dacă admitem că această densitate $n(H_+H_-)$

variază foarte slab în regiunea baleiată de câmpul H , magnetizația ireversibilă este (conform fig. VII.19.e)

$$(7.28) \quad M_{ir} = n(H_+ H_-) M_s \cdot 2H^2$$

formulă echivalentă cu (7.27). Magnetizația remanentă netă este proporțională cu suprafața triunghiului $OQ-H$

$$(7.29) \quad M_r = n(H_+ H_-) M_s \frac{H^2}{2} = \frac{M_{ir}}{4}$$

fapt care interpretează legea lui Rayleigh (Cap.I, formula 1.45) stabilită experimental.

7.1.3. Efectul fluctuațiilor termice asupra magnetizației spontane a particulelor fine

1. Generalități

Proprietățile descrise schematic în paragrafele precedente (§ 7.1.1 și 7.1.2) se referă la particule al căror moment magnetic \vec{m} , odată dirijat într-un anumit sens al direcției privilegiate, păstrează la infinit această orientare, dacă nu intervine acțiunea unui câmp magnetic exterior mai mare decât câmpul critic. În realitate momentul magnetic al particulei este supus fluctuațiilor activate termic. Acestea sînt inapreciabile cînd dimensiunile particulei sînt suficient de mari, însă există o talie limită sub care aceste fluctuații sînt capabile să repartizeze uniform momentele magnetice între diferitele direcții de ușoară magnetizare posibile. De fapt acest efect al fluctuațiilor există oricare ar fi dimensiunile particulei dar dacă acestea sînt suficient de mari nu se poate observa nici un efect în intervalele de timp de care dispunem pentru a efectua observații sau măsurări de moment magnetic.

Dacă energia termică $k_B T$ este de ordinul de mărime al energiei magnetice $\nu \mu_B H_0 / 2$ necesare pentru a atinge înălțimea

barierei de potențial care separă cele două poziții de echilibru ale momentului magnetic al unei particule monodomenice cu ciclu de histerezis rectangular, momentul magnetic poate să se inverseze spontan în absența unui câmp magnetic exterior, numai pe seama energiei de fluctuații termice. Această situație poate să apară chiar și la temperatura ambiantă $T_0 = 300$ K dacă dimensiunile particulei sînt suficient de mici. De exemplu, pentru o particulă de fier sferică, adoptînd valorile numerice următoare, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$; $P = 2,1$; $H_0 = 17,6 \cdot 10^3$ (Tabelul 7.1), volumul pentru care tranzițiile spontane ale momentului magnetic sînt posibile la temperatura ambiantă ($T_0 = 300$ K), este de ordinul

$$v = \frac{2k_B T_0}{P \mu_B H_0} = 2,25 \cdot 10^{-25} \text{ m}^3$$

Acest volum sferic corespunde unui diametru de ordinul $75 \cdot 10^{-10}$ m (75 Ångström). În aceste condiții, dacă de exemplu câmpul magnetic exterior este nul, probabilitățile de a găsi momentul magnetic m dirijat într-un sens sau altul al axei A de anizotropie, devin egale la sfîrșitul unui anumit interval de timp, independent de condițiile inițiale. Dacă particula nu conține decît cîțiva atomi intervalul de timp care separă două inversări ale momentului magnetic trebuie să fie de ordinul de mărime al perioadei de oscilație a atomilor în rețeaua cristalină, dar el trebuie să crească foarte repede cu dimensiunile particulei.

2. Timpul de relaxare a momentului magnetic al unei particule

Considerăm un ansamblu de particule sferoidale identice, pe care îl magnetizăm la saturație într-un câmp magnetic H suficient de intens și paralel cu axa de anizotropie A a particulelor. Suprimăm apoi acest câmp ($H = 0$) și considerăm momentul suprimării ca origine de timp ($t = 0$). Ca urmare a inversărilor spontane ale

variază foarte slab în regiunea baleiată de cîmpul H , magnetizația ireversibilă este (conform fig. VII.19.e)

$$(7.28) \quad M_{ir} = n(H_+ H_-) M_s \cdot 2H^2$$

formulă echivalentă cu (7.27). Magnetizația remanentă netă este proporțională cu suprafața triunghiului $OQ-H$

$$(7.29) \quad M_r = n(H_+ H_-) M_s \frac{H^2}{2} = \frac{M_{ir}}{4}$$

fapt care interpretează legea lui Rayleigh (Cap.I, formula 1.45) stabilită experimental.

7.1.3. Efectul fluctuațiilor termice asupra magnetizației spontane a particulelor fine

1. Generalități

Proprietățile descrise schematic în paragrafele precedente (§ 7.1.1 și 7.1.2) se referă la particule al căror moment magnetic \vec{m} , odată dirijat într-un anumit sens al direcției privilegiate, păstrează la infinit această orientare, dacă nu intervine acțiunea unui cîmp magnetic exterior mai mare decît cîmpul critic. În realitate momentul magnetic al particulei este supus fluctuațiilor activate termic. Acestea sînt inapreciabile cînd dimensiunile particulei sînt suficient de mari, însă există o talie limită sub care aceste fluctuații sînt capabile să repartizeze uniform momentele magnetice între diferitele direcții de ușoară magnetizare posibile. De fapt acest efect al fluctuațiilor există oricare ar fi dimensiunile particulei dar dacă acestea sînt suficient de mari nu se poate observa nici un efect în intervalele de timp de care dispunem pentru a efectua observații sau măsurări de moment magnetic.

Dacă energia termică $k_B T$ este de ordinul de mărime al energiei magnetice $v_F H_0 / 2$ necesare pentru a atinge înălțimea

barierei de potențial care separă cele două poziții de echilibru ale momentului magnetic al unei particule monodomenice cu ciclu de histerezis rectangular, momentul magnetic poate să se inverseze spontan în absența unui cîmp magnetic exterior, numai pe seama energiei de fluctuații termice. Această situație poate să apară chiar și la temperatura ambiantă $T_0 = 300$ K dacă dimensiunile particulei sînt suficient de mici. De exemplu, pentru o particulă de fier sferică, adoptînd valorile numerice următoare, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$; $P = 2,1$; $H_0 = 17,6 \cdot 10^3$ (Tabelul 7.1), volumul pentru care tranzițiile spontane ale momentului magnetic sînt posibile la temperatura ambiantă ($T_0 = 300$ K), este de ordinul

$$v = \frac{2k_B T_0}{P H_0^2} = 2,25 \cdot 10^{-25} \text{ m}^3$$

Acest volum sferic corespunde unui diametru de ordinul $75 \cdot 10^{-10}$ m (75 Ångström). În aceste condiții, dacă de exemplu cîmpul magnetic exterior este nul, probabilitățile de a găsi momentul magnetic m dirijat într-un sens sau altul al axei A de anizotropie, devin egale la sfîrșitul unui anumit interval de timp, independent de condițiile inițiale. Dacă particula nu conține decît cîțiva atomi intervalul de timp care separă două inversări ale momentului magnetic trebuie să fie de ordinul de mărime al perioadei de oscilație a atomilor în rețeaua cristalină, dar el trebuie să crească foarte repede cu dimensiunile particulei.

2. Timpul de relaxare a momentului magnetic al unei particule

Considerăm un ansamblu de particule sferoidale identice, pe care îl magnetizăm la saturație într-un cîmp magnetic H suficient de intens și paralel cu axa de anizotropie A a particulelor. Suprimăm apoi acest cîmp ($H = 0$) și considerăm momentul suprimării ca origine de timp ($t = 0$). Ca urmare a inversărilor spontane ale

momentelor magnetice individuale, valoarea probabilă \bar{m} , a proiecției momentului magnetic al unei particule pe axa A în câmp nul ($H = 0$) și după un timp t se scrie sub forma

$$(7.30) \quad \bar{m} = m_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$$

în care m_0 este valoarea inițială a momentului m la $t = 0$; τ_0 este o constantă de timp pe care o numim timp de relaxare și se definește ca fiind timpul după care momentul magnetic mediu al ansamblului de particule identice este de e ori mai mic decât valoarea sa inițială m_0 . Pentru un observator, proprietățile magnetice ale unei particule depind esențialmente de valoarea timpului de relaxare τ_0 în condițiile experimentului, în comparație cu durata t a experimentului. Distingem următoarele cazuri importante:

1) Timpul de relaxare este foarte mare față de durata experiențelor posibile ($\tau \gg t$): În acest caz sîntem în condițiile teoriei clasice descrise în paragrafele precedente privind proprietățile magnetice ale unei particule monodomenice. În particular, după acțiunea unui câmp magnetic \vec{h} , paralel cu axa A și inferior valorii câmpului critic H_0 , starea inițială de magnetizare a particulei nu este modificată.

2) Timpul de relaxare este foarte mic față de durata experiențelor posibile ($\tau \ll t$): În acest caz, particula atinge complet starea de echilibru termodinamic. Presupunem de exemplu câmpul h aplicat paralel cu direcția axei particulei; momentul magnetic al particulei are două poziții de echilibru posibile: una în sensul câmpului, cealaltă în sens invers. Aplicarea statisticii lui Boltzmann conduce la următoarea expresie a momentului magnetic mediu \bar{m} al particulei (momentul magnetic net al unui număr mare de particule identice):

$$(7.31) \quad \bar{m} = m_s + th \frac{v P_s h}{k_B T}$$

în care M_s și P_s sînt magnetizația respectiv polarizația spontană a particulei ($P_s = \mu_0 M_s$). Formula (7.31) arată că magnetizația medie a particulei depinde reversibil de câmpul h ; în particular, dacă $h = 0$ momentul magnetic mediu este nul: histerezisul a dispărut.

3. Variația termică a timpului de relaxare

Considerăm o particulă cu anizotropie uniaxială, care posedă o direcție de ușoară magnetizare datorată fie anizotropiei de formă fie anizotropiei magnetocristaline. Energia magnetică a acestei particule, fiind polarizația spontană face un unghi φ cu această direcție este

$$(7.32) \quad E = \frac{1}{2} v P_s H_0 \sin^2 \varphi$$

Pentru ca momentul magnetic să se poată inversa el trebuie să învingă bariera de potențial

$$(7.33) \quad B = \frac{1}{2} v P_s H_0$$

Cînd energia termică $k_B T$, este suficient de mare, tranzițiile spontane ale momentului magnetic \vec{m} , între cele două poziții de echilibru (paralelă și antiparalelă cu axa A) devin posibile. L.Néel (1949), aplicînd statistica lui Boltzmann la calculul timpului de relaxare în absența câmpului magnetic ($h = 0$), stabilește următoarea expresie:

$$(7.34) \quad \frac{1}{\tau_0} = 2 \nu_0 \exp\left(-\frac{B}{k_B T}\right) = 2 \nu_0 \exp\left(-\frac{v P_s H_0}{2 k_B T}\right)$$

în care ν_0 este un factor de frecvență ($\sim 10^{10} \text{ sec}^{-1}$) slab dependent de v , H_0 și T , variațiile cărora sînt practic neglijabile în raport cu cele ale factorului exponențial. În primă aproximație expresia (7.34) este valabilă și pentru câmpuri magnetice h

foarte slabe, care satisfac condiția

$$h \ll k_B T / v P_S$$

Pentru $h > \frac{4k_B T}{v P_S}$, expresia timpului de relaxare este

$$(7.35) \quad \frac{1}{\tau} = \nu_0 \left(1 - \frac{h}{H_0}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{h}{H_0}\right)^{1/2} \exp \left[- \frac{v P_S (H_0 - h)^2}{2 H_0 k_B T} \right]$$

Ecuatiile (7.34) și (7.35) sînt dominate de factorii exponențiali; pentru variații relativ mici ale lui v, T sau H_0 , timpul de relaxare variază de la fracțiuni de secundă la câțiva ani. În Tabelul (7.2) dăm valorile timpului de relaxare calculate de Néel pentru particule de fier în funcție de valorile raportului v/T , din formula (7.34)

Tabelul 7.2

$\frac{v}{T} \cdot 10^{27} \frac{\text{m}^3}{\text{K}}$	3,2	3,9	4,7	5,4	6,2	7,0	$\left(\frac{\text{m}^3}{\text{K}}\right)$
$\tau_0 =$	10^{-1}	10	10^3	10^5	10^7	10^9	(sec)

Se poate aprecia că, pentru ca particulele să-și păstreze pe o durată de aproximativ un an de zile, ($\sim 10^7$ s), magnetizarea care le-a fost comunicată inițial, este necesar ca v/T să fie de ordinul $6,2 \cdot 10^{-27} \text{ m}^3/\text{K}$. La temperatura ambiantă, $T = 300 \text{ K}$, volumul lor trebuie să fie astfel superior lui $1,9 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3$, care este volumul unei sfere cu diametrul de aproximativ 150 \AA .

Formula (7.33) arată că timpul de relaxare τ este o funcție rapid descrescătoare de temperatură, care se anulează la punctul Curie T_C , și tinde la infinit cînd temperatura se apropie de 0°K . Considerînd că la temperatura ordinară ($T_0 = 300 \text{ K}$), timpul de relaxare τ_0 al unei particule este mult superior duratei t a oricărui experiment posibil, rezultă că există o temperatură T_B , cuprinsă între T_0 și T_C , la care $\tau_0 = t$. Această temperatură T_B , numită temperatură de blocare, care desparte intervalul de temperatură (T_C, T_0) în două intervale (T_B, T_C) și (T_0, T_B) joacă un rol

deosebit de important în comportarea magnetică a particulei. Într-adevăr, în intervalul (T_B, T_0) avem $\tau_0 \ll t$, și momentul magnetic mediu \bar{m} este dat de formula (7.31), care indică o reversibilitate a lui \bar{m} cu cîmpul h ; în particular pentru $h=0$, momentul magnetic este nul ($m=0$). Faptele se întîmplă ca în paramagnetism, cu toate că $T_B \leq T < T_C$; dar aici susceptibilitatea magnetică este mult mai mare decît în cazul substanțelor paramagnetice. Această comportare este numită superparamagnetism. Dimpotrivă, în intervalul (T_B, T_0) avem, $\tau \gg t$ și acțiunea aceluiași cîmp h este incapabilă să modifice starea de magnetizare pe care o avea particula la $T = T_B$. În acest interval momentul magnetic mediu este o funcție reversibilă de temperatură,

$$(7.36) \quad \bar{m} = v M_S(T) \tanh \frac{v P_S (T_B) h}{k_B T_B}$$

și ireversibilă de h .

4°. Proprietățile magnetice ale unui ansamblu de particule cu timpi de relaxare diferiți. Diagramele lui Néel

Avînd în vedere faptul că particulele unui ansamblu real sînt distinctive după valorile H_0 ale cîmpului lor critic la temperatura ambiantă T_0 , este avantajos să notăm

$$(7.37) \quad H_0(T) = F(T) H_{00}$$

și

$$(7.38) \quad P_S(T) = R(T) P_{S0}$$

în care $F(T)$ și $R(T)$ sînt funcții independente de volumul v , egale cu 1 cînd $T = T_0$, lent variabile cu T în vecinătatea lui T_0 și tind către zero cînd T tinde către punctul Curie T_C . Fiecărei particule de volum v și cîmp critic H_{00} , îi corespunde un punct în planul (H_{00}, v). Pentru a reprezenta în acest plan par-

ticulele întregului ansamblu de particule cu timpi de relaxare diferiți, vom transforma mai întâi expresiile (7.34) și (7.35) care dau timpul de relaxare, ținând seama de valorile lui $vP_s h/k_B T$ și de formulele (7.37) și (7.38):

$$(7.39) \quad vH_{co} = \frac{(Q + \log \tau)}{P_s} \frac{2k_B}{P_{so} RF} \quad h \ll \frac{k_B T}{vP_s}$$

$$(7.40) \quad \frac{v(H_{co} - \frac{h}{F})^2}{H_{co}} = (Q' + \log \tau) \frac{2k_B T}{P_{so} RF} \quad h > \frac{4k_B T}{vP_s}$$

în care Q și Q' sînt date de relațiile

$$Q = \lg 2 v_0$$

$$Q' = \lg v_0 + \lg \left\{ (1 - \frac{h}{H})^{3/2} (1 + \frac{h}{H})^{1/2} \right\}.$$

Coeficienții Q și Q' sînt funcții de v , T , H_0 și h , dar prin intermediul unui logaritm astfel că variațiile lor sînt neglijabile în raport cu cele ale altor termeni ai ecuațiilor (7.39) și (7.40). Efectiv valoarea lor comună este apropiată de 22 cînd este vorba de particule fine izolate (fără interacțiuni).

Se definește o curbă \mathcal{K} , ca fiind locul geometric al punctelor planului (H_{co} v) corespunzător particulelor al căror timp de relaxare τ este egal cu t a experimentului, la o temperatură T dată și pentru un cîmp h dat. Pentru a preciza aceste circumstanțe se notează această curbă cu $\mathcal{K}(T, h, t)$. Distingem două cazuri:

(1) Cîmpul aplicat h este slab. În acest caz ecuația curbelor este ecuația (7.39). Curbele \mathcal{K} sînt hiperbole echilatre avînd ca asimptote axele de coordonate. Membrul al doilea al ecuației (7.39) este o funcție complicată de temperatură care crește mai întâi lent apoi din ce în ce mai repede cu temperatura. Fig.VII.20 indică schematic alura acestor curbe \mathcal{K} pentru diferite temperaturi exprimate în valori reduse T/T_0 în care T_0 este temperatura Curie. Datorită variației extrem de rapide a lui τ cu v , și H_{co} (conform formulei 7.39) o curbă $\mathcal{K}(T, h, t)$ care corespunde unor condiții

experimentale date, definite prin T , h și t ($\tau = t$), reprezintă efectiv ca o regiune extrem de îngustă în planul (v H_{co}) (practic ca o linie geometrică) care separă planul (v H_{co}) în două regiuni: particulele ale căror puncte figurative se află reprezentate la dreapta curbei $\mathcal{K}(T, h, t)$ au la temperatura T și în cîmpul h , timpul de relaxare τ mai mare decît durata experimentului t , ($\tau > t$). Acestea sînt magnetice stabile pe durata t . Particulele reprezentate în planul (v H_{co}) la stînga curbei date $\mathcal{K}(T, h, t)$ au în condițiile experimentale date T, h, t , timpul de relaxare mai scurt decît durata t . Acestea sînt particule superparamagnetice ($\tau < t$). La sfîrșitul duratei t particulele care aparțin acestei regiuni au căpătat deja echilibrul termodinamic corespunzător cîmpului h astfel că momentul lor magnetic mediu este dat de formula

$$(7.41) \quad \bar{m} = v M_s(T) \tanh \frac{vP_s h}{k_B T}$$

Curba $\mathcal{K}(T, h, t)$ care separă cele două regiuni ale planului (H_{co} v) se numește curbă de blocare.

(2) Cîmpul magnetic h nu este nul și nici slab. Cînd $h \gg 4k_B T/vP_s$ ecuația curbei $\mathcal{K}(T, h, t)$ se reduce la (7.40) și reprezintă o curbă de alură hiperbolică (fig.VII.21) avînd ca asimptote abscisa și dreapta $H_{co} = h/F(T)$ (curbele C, din figura VII.21).

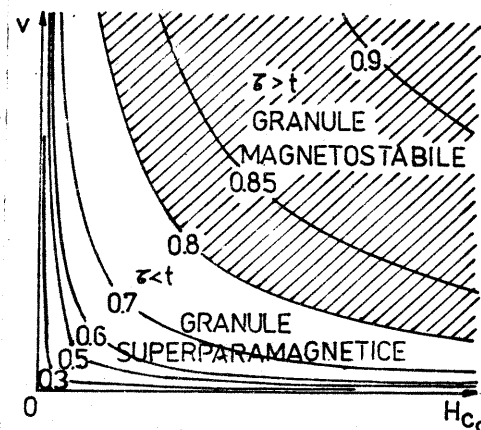


Fig. VII.20

La fel ca în cazul (1), punctele situate la dreapta curbei $\mathcal{K}(T, h, t)$ corespund particulelor al căror timp de relaxare este superior lui t și care, prin urmare, conservă starea lor anterioară un timp t după aplicarea cîmpului h . Dimpotrivă particulele ale căror puncte sînt situate la stînga, între axele de coordonate și curba \mathcal{K} , au timpul de relaxare $\tau < t$ și ating echilibrul termodinamic în cîmpul h la sfîrșitul duratei t .

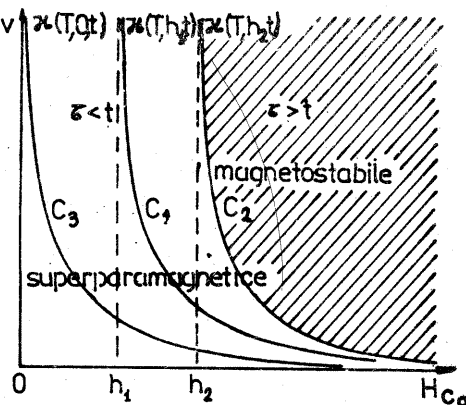


Fig. VII.21

5°. Interpretarea proceselor de magnetizare remanentă a unui ansamblu de particule pe baza diagramelor lui Néel

Néel (1949) arată cum diferitele procese de magnetizare ale unui ansamblu de particule cu timpi de relaxare diferiți, pot fi interpretate cu ajutorul diagramelor din figura (VII.20) și (VII.21). Efectiv, o modificare a condițiilor experimentale de la valorile T, h, t la noi valori T', h', t' se va traduce printr-o deplasare a curbei de blocare $\mathcal{K}(T, h, t)$ către o nouă poziție $\mathcal{K}(T', h', t')$ blocînd sau deblocînd momentele magnetice ale tuturor particulelor din aria măturată de curba \mathcal{K} în planul (H_{00}, v) . Astfel, procesele de magnetizare și de demagnetizare pot fi analizate simplu, în funcție de aria dintre curbele de blocare, deoarece remanența magnetică a granulelor blocate este efectiv proporțională

cu $vM_s(T) \text{ th } (vP_s(T_B)h_B/k_B T_B)$.

Dăm cîteva exemple:

a°) Magnetizarea remanentă izotermică progresivă în cîmpuri h_1, h_2, \dots succesiv crescătoare la temperatura ambiantă T_0

Considerăm ansamblul de particule inițial demagnetizat la temperatura T_0 . Curba de blocare $\mathcal{K}(T_0, 0, t)$ se află în poziția C_3 (fig. VII.21): După o durată t , de exemplu durata măsurării magnetizării remanente la $T = T_0$ și în cîmpul ($h = 0$), toate particulele situate la dreapta curbei $\mathcal{K}(T_0, 0, t)$ sînt blocate dar momentul lor mediu \bar{m} este nul, iar cele situate la stînga sînt superparamagnetice și nu participă la remanența magnetică. Aplicăm un cîmp magnetic h_1 la $T = T_0$ pe o durată t : curba s-a deplasat în poziția C_1 (fig. VII.21); ea are ca asimptote axa abscisei și axa $H_{00} = h_1/F(T)$ care, în virtutea formulelor (7.37), este axa $H_{00} = h_1$. Particulele situate la dreapta acestei curbe $\mathcal{K}(T_0, h_1, t)$ sînt blocate și au momentul remanent nul, în timp ce particulele lăsate la stînga curbei $\mathcal{K}(T_0, h_1, t)$ sînt superparamagnetice, momentul magnetic mediu al uneia dintre aceste particule fiind,

$$(7.42) \quad \bar{m} = vM_s(T_0) \text{ th } \frac{vP_{s0}h_1}{k_B T_0}$$

Odată cu suprimarea cîmpului h_1 , curba de blocare se mută în poziția C_3 , lăsînd la dreapta ei blocate toate particulele cuprinse între curbele C_1 și C_3 ; aceste particule vor contribui la magnetizarea remanentă a ansamblului cu momentul mediu dat de formula (7.42). O aplicare ulterioară a unui cîmp $h_2 > h_1$, urmată de suprimarea lui, va magnetiza toate particulele cuprinse între curbele C_2 și C_3 respectiv $\mathcal{K}(T_0, h_2, t)$ și $\mathcal{K}(T_0, 0, t)$. Procesul de magnetizare remanentă progresivă în cîmpuri h succesiv crescătoare con-

tinuă în acest mod pînă cînd ultimele particule vor rămîne blocate după aplicarea unui cîmp h egal cu cîmpul de saturație H_s . Se interpretează astfel alura curbei MRH (fig. I).

b⁰) Magnetizarea termoremanentă

O magnetizare termoremanentă parțială, produsă prin răcirea ansamblului de la temperatura Curie T_C pînă la T_2 în cîmp nul, apoi de la T_2 la T_1 în cîmpul h (slab) și de la T_2 la temperatura ambiantă T_0 în cîmpul nul, magnetizează toate particulele din aria cuprinsă între curbele $\mathcal{K}(T_2 h t)$ și $\mathcal{K}(T_1 h t)$ (fig. VII.22).

Momentul magnetic termoremanent al acestor particule la temperatura ambiantă va fi:

$$(7.43) \quad \bar{m} = v M_s(T_0) \cdot t h \frac{v P_s(T_B) h_B}{k_B T_B}$$

Acest moment magnetic nu este afectat de încălziri ulterioare pînă la T_1 și dispare cînd temperatura este ridicată pînă la T_2 . Dacă răcirea ansamblului este efectuată în prezența cîmpului h constant, de la T_C pînă

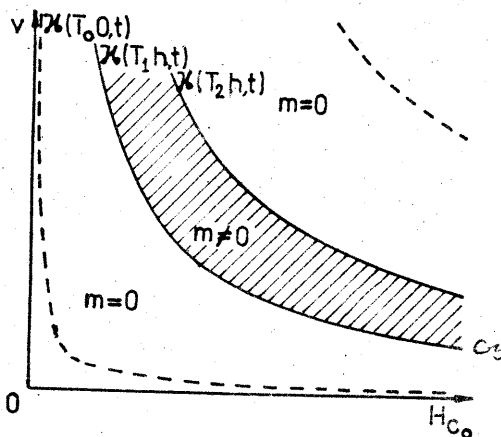


Fig. 7.22

la T_0 , magnetizările termoremanente parțiale, căpătate în intervale consecutive de temperatură sînt independente, autonome și aditive. Magnetizarea termoremanentă totală este egală cu suma magnetizărilor termoremanente parțiale. Se interpretează astfel legea de aditivitate a MTR parțiale stabilită experimental de Thellier (§ 1.33.e) și (fig. I.32).

$$(7.44) \quad M(T_0 h T_0) = M(T_0 h T_2) + M(T_2 h T_1) + M(T_1 h T_0)$$

Pentru ca aceste interpretări calitative ale fenomenelor

magnetice observate relativ la magnetismul remanent al particulelor fine să fie verificate cantitativ cu datele experimentale, în cazul unui ansamblu real de particule, ar fi necesar să se cunoască, pentru un eșantion dat, funcția $n(H_{c0} v)$ care reglează distribuția particulelor după volumul și cîmpul lor coercitiv, în planul $(H_{c0} v)$. Se cunosc diferite încercări de determinare a acestei funcții, dintre care menționăm pe acelea ale lui Dunlop și West (1969).

Intr-un mod mai riguros, o magnetizație termoremanentă este definită nu numai de intervalul de temperatură de răcire $(T_1 T_2)$ și de intensitatea cîmpului magnetizant, h , ci și de viteza de răcire w în acest interval (C. Păpușoi, 1971). Pentru a preciza circumstanțele o notăm cu $M(T_2 h T_1 w)$. Experimental și teoretic s-a demonstrat că micșorarea vitezei de răcire de la w_0 la w se traduce printr-o coborîre a temperaturii de blocare a granulei. Acest fapt are drept consecință o creștere a magnetizării termoremanente (MTR) a granulelor monodomenice respectiv o micșorare a MTR a granulelor polidomenice, după o lege de tipul (C. Păpușoi 1972, 1973)

$$(7.45) \quad \frac{M(w) - M(w_0)}{M(w_0)} = \frac{\lg(\frac{w}{w_0})}{Q \cdot \lg \tau}$$

În această formulă τ este timpul necesar pentru ca timpul de relaxare să se mărească de e ori ca efect al răcirii.

c⁰) Efecte comparate ale timpului și temperaturii asupra magnetizației remanente. Stabilizarea unei magnetizații remanente prin tratament termic

Presupunem că ansamblul de particule este magnetizat. La temperatura ambiantă T_0 și în cîmpul nul ($h=0$), ecuația curbei de blocare se scrie (cf. 7.39 și 7.38)

$$(7.46) \quad v H_{c0} = 2k_B T_0 (Q + \log \tau) = K$$

în care τ este, de exemplu, durata măsurării magnetizației remanente și K este o constantă.

Toate particulele situate la dreapta curbei de blocare corespunzătoare $\mathcal{K}(T_0, 0, t)$ (fig. VII.23) participă la magnetizarea remanentă a ansamblului. După un timp t curba de blocare $\mathcal{K}(T_0, 0, t)$ s-a deplasat spre dreapta ocupând poziția C_1 , corespunzătoare ecuației

$$(7.47) \quad vH'_{co} = 2k_B T_0 (Q + \lg t) = 0 \\ = K + \Delta K$$

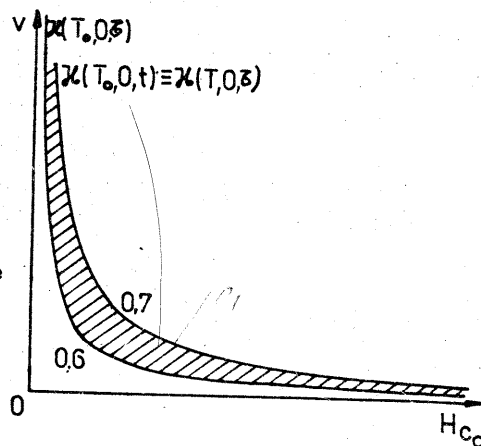


Fig. VII.23

lăsând la stînga toate particulele demagnetizate. Magnetizarea remanentă inițială a ansamblului se micșorează cu o cantitate corespunzătoare particulelor cuprinse între curbele $vH_0 = K$ și $vH'_0 = K + \Delta K$ respectiv între curbele $\mathcal{K}(T_0, 0, \tau)$ și $\mathcal{K}(T_0, 0, t)$. Variația magnetizației ΔM este proporțională cu ΔK .

$$(7.48) \quad \Delta K = 2k_B T_0 \log \frac{t}{\tau}$$

Aceeași micșorare a remanenței ΔM , respectiv aceeași variație ΔK , provenind de la aceleași particule, poate fi realizată dacă se ridică temperatura ansamblului de la T_0 la o anumită temperatură T_1 la care ansamblul este menținut timp de τ secunde. Neglijînd variațiile termice ale lui F și R , se poate scrie pentru curba $\mathcal{K}(T_0, 0, \tau)$

$$(7.49) \quad vH'_{co} = 2k_B T_1 (Q + \log \tau) = K + \Delta K$$

și, ținînd seama de (7.46),

$$(7.50) \quad \Delta K = 2k_B (T_1 - T_0) (Q + \log \tau)$$

Formulele (7.48) și (7.50) exprimă faptul că același efect asupra magnetizării remanente este obținut fie printr-o coacere de durată τ la temperatura T_1 , fie așteptînd un timp t suficient, la temperatura T_0 inițială. În virtutea acestor formule se poate scrie relația următoare, independentă de valoarea inițială a magnetizației remanente:

$$(7.51) \quad \log \frac{t}{\tau} = \frac{T_1 - T_0}{T_0} (Q + \log \tau)$$

sau

$$(7.52) \quad T_0 (Q + \log t) = T_1 (Q + \log \tau)$$

Curbele $\mathcal{K}(T_0, 0, t)$ și $\mathcal{K}(T_1, 0, \tau)$ sînt identice (Fig. VII.23).

De exemplu dacă dorim să stabilizăm magnetizarea remanentă a unui magnet permanent, pe o durată de 10 ani, ($3,15 \cdot 10^8$ s) la temperatura ambiantă $T_0 = 300$ K, este suficient să se efectueze o încălzire de durată $\tau = 5$ minute ($3 \cdot 10^2$ s) la o anumită temperatură $T_1 > T_0$, urmată de răcire la T_0 în cîmp nul.

Utilizînd formula (7.51) cu $Q = 22$ se obține $T_1 = 450^\circ \text{K}$. Rezultă că efectul unei ridicări a temperaturii cu 150° (de la T_0 și la T_1) al menținerii timp de 5 minute la T_1 , este echivalent cu efectul unei îmbătrîniri de zece ani a magnetului la temperatura ambiantă T_0 .

6°. Fenomenul de vîscozitate magnetică sau de trenaj magnetic

Experimental se constată că magnetizația M pe care o capătă un material feromagnetic într-un cîmp magnetic H dat, depinde de durata de aplicare a cîmpului; efectiv, în prezența cîmpului H magnetizația crește cu timpul t după o lege liniară $\log t$ și invers, în absența cîmpului ($H=0$) magnetizația descrește proporțional cu logaritmul timpului. Acest fenomen de magnetizare și de demagnetizare

zare spontană a căpătat denumirea de vîscozitate magnetică sau trenaj magnetic (Aftereffect) iar magnetizația corespunzătoare se numește magnetizație de vîscozitate sau de trenaj. Acest fenomen este relativ ușor de observat în cazul corpurilor cu structură de particule fine (coercitivitate foarte mare) și mai ales în porțiunea inițială a curbei de magnetizare, în domeniul Rayleigh. Studiul trenajului magnetic a căpătat o dezvoltare considerabilă după ce E. Thellier (1938) l-a descoperit în eșantioane de argile arse care conțin particule fine de oxizi de fier în proporție masică de cîteva procente. Cercetări ulterioare mai complete efectuate de J. Shimizu (1960) pe eșantioane conținînd particule de magnetită dispersate, au condus la rezultatele rezumate de curbele din fig. VII.24. Această figură dă, pe de o parte dependența magnetizației M_v de $\log t$ în cîmpul $H = 250$ A/m la diferite temperaturi pentru unul dintre eșantioanele studiate (fig. VII.24.a) și curba de descreștere a magnetizației remanente în funcție de $\log t$ (figura VII.24.b. ($H=0$)).

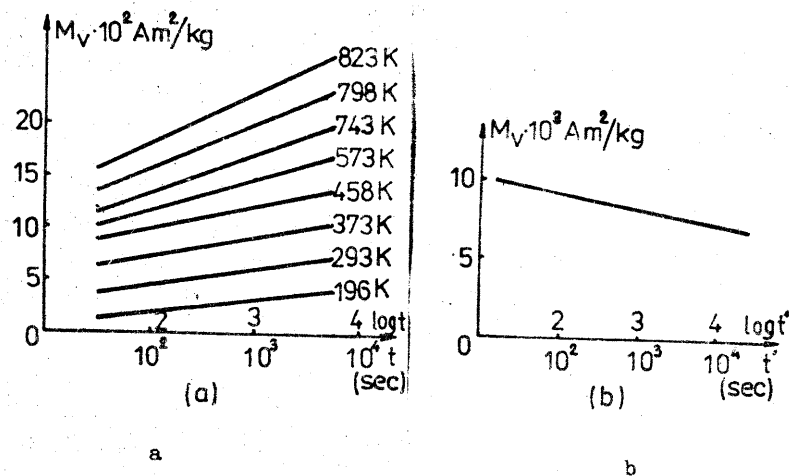


Fig. 24

7.2. Proprietăți magnetice ale păturilor subțiri

7.2.1. Generalități

Principalele aspecte ale feromagnetismului păturilor subțiri se referă la magnetizarea spontană, structura de domenii magnetice, anizotropie și la mecanismele de magnetizare.

1^o. Magnetizarea spontană

După teoria lui Bloch (1930) ordonarea feromagnetică nu poate să apară într-un aranjament mono- sau bi- dimensional de momente magnetice atomice. Ar rezulta că, la grosimi foarte mici, magnetizarea spontană să tindă să dispară. Klein și Smith (1951) demonstrează însă că nu magnetizația ci punctul Curie trebuie să descrească odată cu micșorarea grosimii păturii. Efectiv, Hoffman (1953) și Neugebauer (1959) probează experimental că dependența magnetizației de temperatură este exact asemănătoare cu cea a materialului masiv pînă la grosimea de 30 Å, în cazul păturilor de Ni obținute prin evaporare în vid (10^{-9} mm Hg). Teoretic, Valenta (1957) demonstrează că, la temperatura ambiantă, nu trebuie să se observe modificări sensibile ale magnetizării spontane a păturii pînă la grosimi de aproape 4 Å. O trecere în revistă completă a rezultatelor obținute pînă în 1972 de diferiți autori, privind influența diferiților factori asupra apariției magnetizației spontane în păturile subțiri (grosime, formă, tehnologie de obținere, tratamente de oxidare etc.) a fost făcută de Corciovei, Costache și Vamanu. (1972).

2^o. Structura de domenii a păturilor subțiri

În capitolul V, relativ la structura de domenii magnetice, au fost prezentate diferite configurații de domenii care

pot să apară în straturile subțiri. O structură de domenii deschise, cu poli liberi, este posibilă în straturile subțiri cu anizotropie perpendiculară (§ 5.3.2). În anumite condiții este favorabilă energetic, o structură cu domenii de închidere (§.5.3.3) sau structuri de domenii bandă (§ 5.3.2) sau în fine, structuri de domenii cilindrice (§.5.5.3).

Structura pereților interdomenici în straturile subțiri a fost studiată teoretic de L.Néel (1956). Efectiv, energia magnetostatică a polilor liberi, care apar în regiunile în care peretele interdomenic intersectează suprafața păturii, ca în figura VII.25. Teoria conduce la concluzia că planul de rotație al spinilor din interiorul peretelui se va schimba de la orientarea paralelă cu suprafața peretelui la orientarea paralelă cu suprafața păturii. În consecință peretele va prezenta poli liberi pe ambele fețe iar energia magnetostatică se va micșora cu descreșterea grosimii păturii ca în figura VII.25

curba b. Se observă în fig.VII. 25 că peretele de tip Bloch (a) se transformă în perete Néel (b), sub o anumită grosime critică apreciată a fi de ordinul 10^{-8} m pentru Fe.

Este posibil ca pereții Néel să tindă să se atragă între ei datorită existenței polilor liberi de pe suprafețele

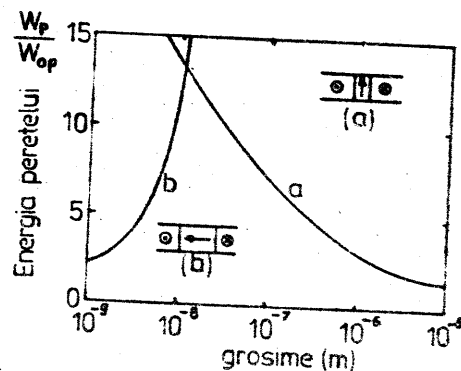


Fig. VII.25

lor și să formeze un perete dublu. Astfel de structuri de pereți dubli au fost observați de Williams și Sherwood (1957) la pături de permalloy cu Mo cu grosimea de 147 Å. La grosimi de 1300 Å pereții interdomenici în aceste pături sînt de tip Bloch (180°). În domeniul grosimilor intermediare au fost observate structuri de pereți sub formă de lanț de cruci (Huber, Smith și Goodenough, 1958) Figura VII.26, sau cu aspect de sîrmă ghimpată.

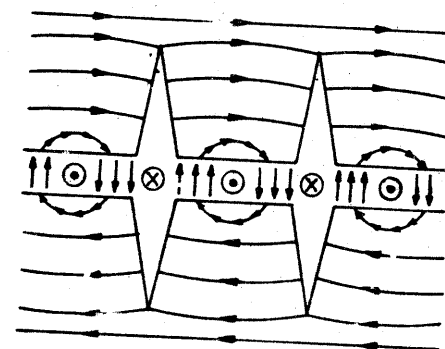


Fig. VII.26

3^c. Anizotropia magnetică a straturilor subțiri

Există un număr impresionant de studii privind anizotropia indusă în straturile subțiri feromagnetice în diferite circumstanțe experimentale.

În straturile subțiri de Ni și Fe obținute prin evaporare se poate crea o axă de anizotropie după direcția de aplicare a unui câmp magnetic exterior (Blois 1955, Williams și Sherwood 1959). O anizotropie magnetică poate fi obținută și în absența unui câmp magnetic exterior trimițînd pe suportul de depunere particulele din metalul evaporat sub un unghi de incidență diferit de zero (anizotropie de incidență oblică, Smith (1959). Recent au fost realizate straturi subțiri de Co-Cr cu anizotro-

pie perpendiculară pe suprafața suportului, printr-o metodă de pulverizare catodică în radiofrecvență în atmosferă de argon. (Iwasaki, Nakamura, Ouchi 1979). Stratul depus are o structură columnară, fiecare coloană avînd comportare de monodomeniu cu axa perpendiculară pe suprafața suportului.

La originea anizotropiei perpendiculare a acestor pături de Co-Cr se află anizotropia de formă a structurilor columnare. Aceste straturi sînt propuse astăzi ca medii de înregistrare magnetică perpendiculară, cu densitate ultraînaltă, de ordinul 10^5 bit/cm, (Ouchi și Iwasaki 1984). Straturile subțiri policristaline sînt în general izotrope în planul păturii. Straturile metalice de Co-Ni depuse electrolytic impurificate cu elemente neferomagnetice ($\approx 1\%$) din grupele V A și VI B (P, Mo, Cr, W) au proprietăți magnetice asemănătoare cu cele ale unui ansamblu de particule monodomenice și pot fi utilizate ca medii de înregistrare magnetică, cu performanțe superioare celor ale peliculelor de oxizi de fier (C.Păpușoi, P.Apostol 1985). Efectul impurităților se traduce printr-o segregare mai mult sau mai puțin pronunțată a cristaliților de Co-Ni astfel încît acestea se comportă ca particule cu cîmp coercitiv mare și cu un cîmp de interacțiune magnetostatică mediu cu un ordin de mărime mai mic decît cîmpul coercitiv.

7.2.2. Procese de magnetizare în păturile subțiri

Procesele de magnetizare dominante în straturile subțiri sînt procesele de rotație a magnetizării. În general cîmpul coercitiv al păturilor crește cu micșorarea grosimii pînă la o anumită grosime sub care H_c se micșorează rapid. Cîmpul coercitiv mai poate să crească și datorită rugozității suprafeței păturii respectiv a suportului păturii. sau datorită prezenței impurităților neferomagnetice, dislocațiilor și

tensiunilor mecanice. Mecanismul rotației magnetizației în straturile subțiri a fost studiat de Canger (1955). Un cîmp magnetic alternativ aplicat perpendicular pe direcția de ușoară magnetizare în planul păturii este eficient în excitarea rotației magnetizației. Acest fapt a fost dovedit pentru cîmpuri magnetice de înaltă frecvență de D.O.Smith (1958) și Olson și Pohn (1958).

Condiția de inversare a magnetizației în cîmpuri magnetice perpendiculare poate fi dedusă în felul următor: presupunem că direcția de ușoară magnetizare a păturii este paralelă cu axa Oy (fig. VII.27).

Densitatea volumică de energie în proba situată în cîmpul magnetic axial H_y și în cîmpul magnetic transversal H_x în condițiile unei sollicitări de tensiune σ sub unghiul ψ față de axă este suma tuturor contribuțiilor la energia liberă totală, respectiv,

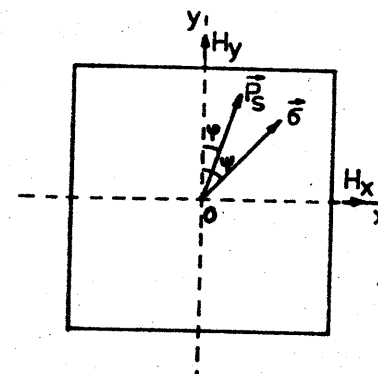


Fig.VII.27

$$(7.54) \quad W_T = K \sin^2 \varphi + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2(\psi - \varphi) - H_y P_s \cos \varphi - H_x P_s \sin \varphi$$

în care K este constanta de anizotropie magnetocristalină λ_s magnetostricțiunea de saturatie. Condiția de echilibru a vectorului magnetizației \vec{P}_s corespunde minimului energiei totale, W_T ,

$$(7.55) \quad \frac{\partial W_T}{\partial \varphi} = 0$$

iar stabilitatea echilibrului corespunde condiției

$$(7.56) \quad \frac{\partial^2 W_T}{\partial \varphi^2} > 0$$

Considerînd pentru simplificare $\psi = \frac{\pi}{4}$ se obțin formulele următoare:

$$(7.57) \quad \frac{1}{K} \frac{\partial W_T}{\partial \varphi} = \sin 2\varphi + 2h_y \sin \varphi - 2h_x \cos \varphi - 2h_\sigma \cos 2\varphi = 0$$

$$(7.58) \quad \frac{1}{K} \frac{\partial^2 W_T}{\partial \varphi^2} = \cos 2\varphi + h_y \cos \varphi - h_x \sin \varphi + h_\sigma \sin 2\varphi > 0$$

în care

$$(7.59) \quad h_x = \frac{P_s}{2K} H_x; \quad h_y = \frac{P_s}{2K} H_y; \quad h_\sigma = \frac{3}{2} \frac{\lambda_s \sigma}{2K}$$

reprezintă intensitățile reduse ale cîmpurilor H_x și H_y și a cîmpului H_σ datorat tensiunilor σ . Notînd cu

$$(7.60) \quad H_K = \frac{2K}{P_s} \quad \text{și} \quad H_\sigma = \frac{3}{2} \frac{\lambda_s \sigma}{P_s}$$

Cîmpurile de anizotropie magnetocristalină și de tensiuni. Expresiile intensităților reduse se scriu sub forma următoare:

$$(7.61) \quad h_x = \frac{H_x}{H_K}; \quad h_y = \frac{H_y}{H_K}; \quad h_\sigma = \frac{H_\sigma}{H_K}$$

Pentru o valoare dată a unghiului φ și a solicitării σ , ecuațiile $\partial W_T / \partial \varphi = 0$ și $\partial^2 W_T / \partial \varphi^2 = 0$ reprezintă drepte în planul (h_x, h_y) . Punctele lor de intersecție separă pe dreptele $\frac{\partial W_T}{\partial \varphi} = 0$ regiunea de echilibru stabil de regiunea de echilibru instabil. Astfel locul geometric al acestor puncte în cazul cînd $\sigma = 0$, este o astroidă cu axele în direcția axelor Ox și Oy , dată de ecuația

$$(7.62) \quad h_x^{2/3} + h_y^{2/3} = 1$$

sau

$$H_x^{2/3} + H_y^{2/3} = H_K^{2/3}$$

Figura (VII.28) dă construcția acestei curbe critice, după Slonezewski (1956). În cazul cînd $\sigma \neq 0$, axele astroidei sînt rotite față de axele Ox, Oy .

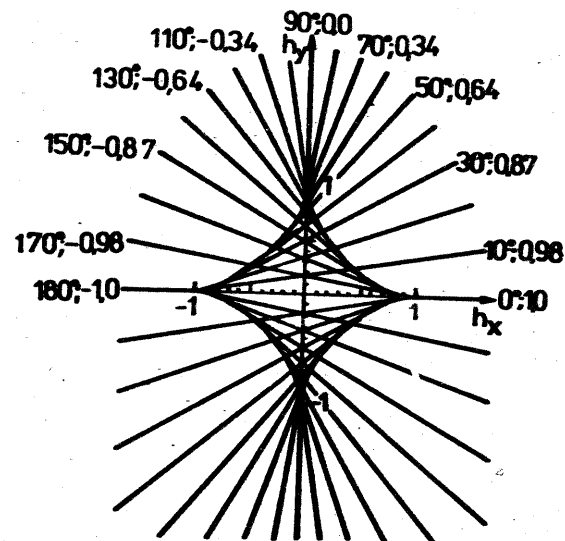


Fig. VII.28

Pentru a ilustra utilitatea acestei curbe în interpretarea eficienței mecanismului de comutare a magnetizării în cîmpuri perpendiculare în plăcuțele subțiri arătăm în figura VII.29, că, dacă cîmpul transversal H_x lipsește, cîmpul longitudinal H_y necesar pentru inversarea magnetizării trebuie să fie mai mare decît cîmpul de anizotropie H_K . Dimpotrivă, cîmpul critic longitudinal H_y necesar pentru inversarea magnetizării, va apărea micșorat în prezența cîmpului magnetic transversal. Datele experimentale confirmă această predicție și acest mecanism de magnetizare este la baza utilizării straturilor subțiri ca memorii magnetice în calculatoarele electronice.

Relația dintre cîmpul axial H_y și cîmpul transversal H_x necesar pentru inversarea magnetizării este indicată în fig. (VII.29) după Olson și Pohm (1958).

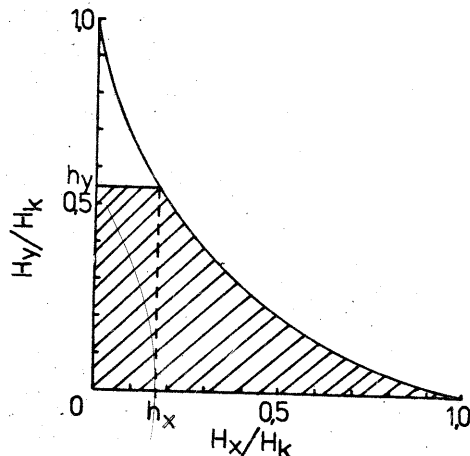


Fig. VII.29

7.2.3. Efectul Procopiu

Efectul Procopiu (1930) constă în inducerea unei tensiuni electromotoare într-o bobină coaxială cu o probă feromagnetică cilindrică parcursă de un curent alternativ axial I_{\sim} și un cîmp magnetic constant longitudinal H_L (Fig.VII.30).

În mod normal, dacă proba este neferomagnetică în bobină nu

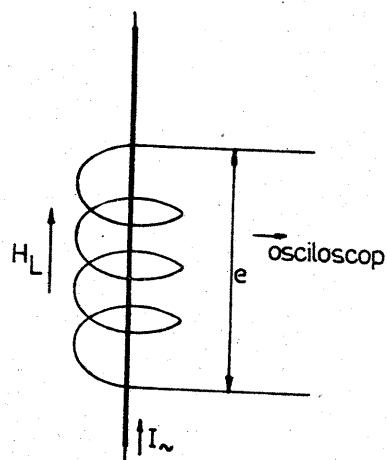


Fig. VII.30

trebuie să apară nici o tensiune electromotoare deoarece cîmpul magnetic alternativ produs de curentul axial I_{\sim} oscilează în planul spirelor bobinei.

În cazul probelor feromagnetice se constată experimental că amplitudinea și forma tensiunii electromotoare induse în bobină depind sensibil de intensitatea cîmpului longitudinal H_L de solicitările mecanice

(tracțiune, torsiune). În condiții experimentale definite frecvența tensiunii alternative induse în bobină este dublă față de frecvența curentului alternativ I_{\sim} .

Curentul axial de pulsație ω , fiind totdeauna sinusoidal se constată că forma tensiunii induse cu pulsația 2ω , este de obicei nesinusoidală, dar, în anumite condiții, ea poate să capete o formă sinusoidală.

Aceste fapte sînt observate și în cazul straturilor subțiri feromagnetice depuse pe suporturi cilindrice (fire) conductoare neferomagnetice.

Aceste aspecte fenomenologice pot fi interpretate deoarece în principiu ele sînt efecte ale unui proces de magnetizare în cîmpuri perpendiculare, ca cel descris în paragraful precedent. De exemplu, stratul feromagnetic cilindric din fig.(VII.31.a) depus pe suportul străbătut de curentul alternativ axial I_{\sim} , se află într-un cîmp magnetic alternativ transversal H_x datorat acestui curent, și totodată se află în cîmpul constant longitudinal H_L care este efectiv cîmpul H_y perpendicular pe H_x . Inițial, în absența cîmpurilor H_x și H_y vectorul magnetizației \vec{P}_s este dirijat după direcția de ușoară magnetizare, anisotropia axială fiind atribuită fie formei, fie dimensiunilor externe longitudinale etc. Dacă se consideră stratul subțire, ca fiind decupat după o generatoare și apoi desfășurat în plan, situația polarizației \vec{P}_s și a cîmpurilor H_L și H_{\sim} se prezintă ca în figura VII.31.b.

Suprafața spirelor bobinei (perpendiculară pe direcția cîmpului H_L , respectiv Oy) este străbătută de un flux magnetic variabil, deoarece proiecția vectorului \vec{P}_s pe direcția Oy , respectiv $P_s \cos \varphi$, este variabilă cu intensitatea cîmpului alternativ H_{\sim} . Acest fapt poate fi urmărit ușor pe astroida din

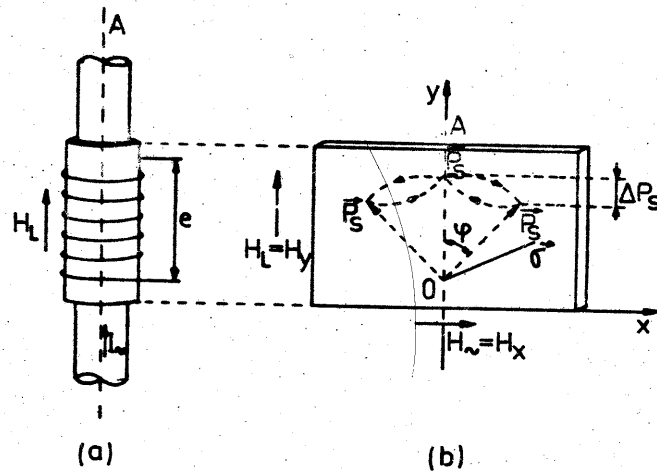


Fig. VII.31

figura VII.32. Admitem mai întâi că solicitările mecanice exterioare sînt nule, ($\sigma = 0$), iar cîmpul magnetic alternativ transvers-

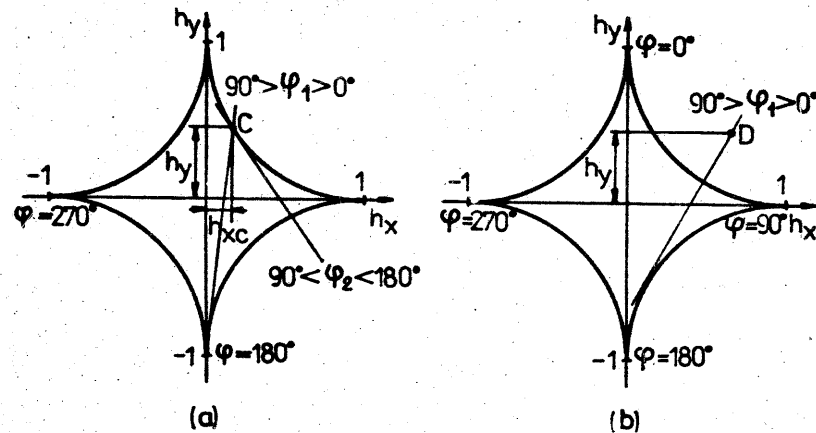


Fig. VII.32

sal datorat curentului sinusoidal I_{ω} este, în valoare redusă

$$(h_x = H_x/H_K),$$

$$h_x = h_0 \sin \omega t,$$

în care ω este pulsația curentului I_{ω} prin fir respectiv a cîmpului alternativ H_{ω} prin pătură.

Cîmpul constant H_L fiind fixat, respectiv valoarea sa redusă $H_L/H_K = h_y$ fiind fixată, intensitatea h_{xc} a cîmpului alternativ determină împreună cu h_y un punct al astroidei (fig.VII.32.a).

Atît timp cît $h_x < h_{xc}$ vectorul magnetizației se poate dispune după direcțiile care formează unghiurile φ_1 și φ_2 cu axa probei (fig.VII.32.a). Dar de îndată ce $h_x > h_{xc}$, vectorul magnetizației se poate dispune numai după o singură direcție cu axa probei, φ_1 (figura 32.b). Valoarea h_{xc} odată depășită (pentru H_y constant) sistemul nu mai revine la starea în care vectorul magnetizației se dispune după două direcții față de axă și astfel variația în timp a lui h_x antrenează variația în timp a fluxului magnetic prin suprafața bobinei-sondă. Figura VII.33 dă variația în timp a intensității cîmpului alternativ, h_x , variația în timp a fluxului magnetic Φ_y prin suprafața bobinei, evaluată pe baza modelului propus, și variația corespunzătoare a t.e.m. induse în bobină, $e = -d\Phi_y/dt$, obținută prin derivarea grafică a curbei $I_y(t)$.

Curbele din fig.VII.33 corespund situației în care cîmpul magnetic circular H_x este mai mare decît cîmpul de anizotropie H_K . ($H_x/H_K = h_x > 1$). Distingem pe de o parte cazul în care cîmpul longitudinal $H_L = H_y$ este mai mic decît cîmpul de anizotropie (de exemplu $H_L/H_K = H_y/H_K = h_y = 0,2$ figura VII.33.a) iar pe de altă parte cazul $H_L > H_K$, respectiv $h_y = 1,5$ (fig.VII.33.b).

Dacă tensiunile mecanice σ nu sînt nule, locul geometric al

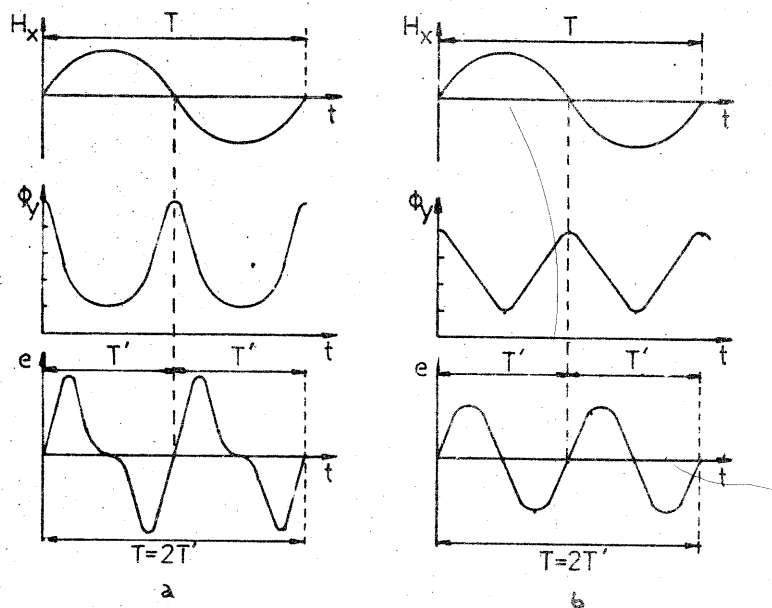


Fig. VII.33

intersecției dreptelor $\partial W / \partial \varphi = 0$ și $\partial^2 W / \partial \varphi^2 = 0$ este tot o astroidă și acesta este dat de ecuațiile:

$$h_x = \sin^3 \varphi - \frac{h_\sigma}{2} \cos \varphi (1 + 2 \sin^2 \varphi)$$

$$h_y = -\cos^3 \varphi - \frac{h_\sigma}{2} \sin \varphi (1 + 2 \cos^2 \varphi)$$

Astroida corespunzătoare lui $h_\sigma \neq 0$ este rotită față de cea corespunzătoare lui $h_\sigma = 0$, cu un unghi θ dat de $\tan 2\theta = h_\sigma$ ca în fig. VII.34.

Analiza curbelor $\Phi_y(t)$ și a curbei t.e.m. induse în bobină în aceste circumstanțe, ($h_\sigma \neq 0$), efectuată în aceeași manieră ca în cazul precedent ($h_\sigma = 0$), dar ținînd seama de poziția astroidei rotite cu unghiul θ , va releva o modificare corespunzătoare

a formei curbei tensiunii induse în bobina sondă.

În consecință modelul propus explică satisfăcător aspectele fenomenologice ale efectului "Procopiu" enunțate la începutul acestui paragraf. În particular, frecvența dublă a t.e.m. induse, față de cea a cîmpului alternativ circular, h_x , este determinată de simetria față de axa bobinei, a fenomenelor declanșate de alternanța pozitivă respectiv negativă a cîmpului fenomene ce pot fi intuitiv pe astroida corespunzătoare lui $h_\sigma = 0$.

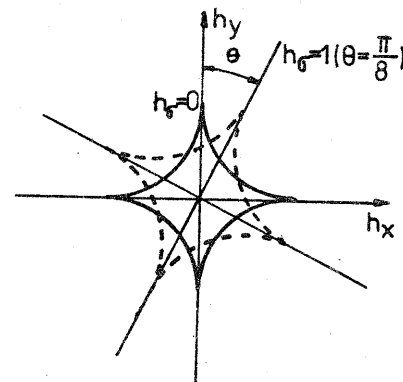


Fig. VII.34

Efectele torsiunii, tensiunilor

meccanice longitudinale și efectul cîmpului H_L asupra frecvenței și a formei curbei tensiunii induse pot fi interpretate satisfăcător în cadrul acestui model.

Varietatea alurilor tensiunii electromotoare induse, obținute de diferiți autori cu diferite materiale feromagnetice (Procopiu ș.a. 1963 pentru Ni și Fe, Koch (1959), Sorohan (1964) pentru Fe, Skorski și Duracz 1965 pentru permalloy) în diferite circumstanțe experimentale, poate fi obținută prin calcul pe baza modelului descris, luîndu-se în considerație condițiile experimentale respective.

B I B L I O G R A F I E

CAP. VII

- AHARONI, A., Phys. Rev., 131, 1478 (1963)
 BATE, G., J. Appl. Phys., 33, 2263, (1962)
 BERTAUT, F., C.R. Acad. Sci. Paris, 229, 417 (1949)
 BLOCH, I., Z. Physik 61, 206 (1930)
 BLOIS, M. S., J. Appl. Phys., 26, 975 (1955)
 BROWN, W. F., Amer. J. Phys., 28, 542 (1960)
 CONGER, R. L., Phys. Res., 28, 1572 (1955)
 CORGIOVEI, A., COSTACHE G., VAMANU, D., Ferromagn. "Thin Films" in Solid State Physics, vol. 27, Academic Press, New York, 1972, p. 237
 DUNLPO, D. J., Magnetic Processes in Single Domain grains, Teza, Univ. Toronto (1964)
 DUNLOP, D. J., WEST, F. G., Rev. Geophys., 7, 709 (1969)
 FREI, E. H., SHTRIKMAN, S., TREVES, D., Phys. Rev., 106, 446 (1957)
 GOTTSCHALK, V., Physics, 6, 127 (1935)
 GUILLAUD, C., J. Phys. Rad., 12, 492 (1951); C.R. Acad. Sci. Paris, 229, 818 (1949)
 HOFFMAN, R. W., CRITTENDEN, E. C. Jr., Rev. Mod. Phys., 25, 310 (1953)
 HUBER, E. E., SMITH, D. O., GOODENOUGH, J. B., J. Appl. Phys., 29, 294, (1958)
 IWASAKI, S., NAKAMORA, Y., OUCHI, K., I. E. E. Trans. Magn. MAG-15, 1456 (1979)
 JACOBS, I. S., BEAN, C. P., Phys. Rev., 100, 1060 (1955)
 JOHNSON, C. E., J. Appl. Phys., 33, 2515 (1962)
 KITTEL, C., Rev. of Mod. Phys., 21, 541 (1949)
 KLEIN, M. J., SMITH, P. S., Phys. Rev., 81, 378 (1951)
 KOENIGSBERGER, J., Phil. Mag., 28, 105 (1947)

- KOCH, F. A., Z. Phys., 155, 475 (1959)
 KONDORSKII, E. I., Izv. Akad. Nauk. Fiz., 16, 398 (1952)
 MORRISH, A. H., The Physical Principles of Magnetism J. Willey 680 pp. (1965)
 MORISH, A. H., WATT, L. A. K., Phyl. Rev., 105, 1476 (1957)
 NÉEL, L., C.R. Acad. Sci. Paris, 241, 533 (1955)
 NÉEL, L., C.R. Acad. Sci. Paris, 224, 1550 (1947); Appl. Sci. Res. Haga, B.4, 13 (1954); Ann. Geophys., 5, 99 (1949)
 NEUGEBAUER, C. A., Phys. Rev., 116, 1441 (1954)
 OLSON, C. D., POHM, A. V., J. Appl. Phys., 29, 274 (1958)
 OUCH, K., IWASAKI, S., Japan. An. Rev. Elect. Comp. Telecom., vol. 15 51 (1984)
 PAPUSOI, C., An. St. Univ. Iasi, 27, I-b, 31, (1972); 155 (1972)
 PAPUSOI, C., APOSTOL, P., An. St. Univ. Iasi, 28, I-b, 99 (1982); Phys. Stat. Sol. (a), 1979; An. St. Univ. Iasi 31, 31, (1985)
 PREISACH, F., Z. Physik, 94, 277 (1935)
 PROCOPIU, St., J. Phys. Rad., 1, 306 (1930)
 PROCOPIU, St., VISCRIAN, I., St. Coc. St., 14, 307 (1963)
 RALEIGH, LORD (J. W. STRUTT), Phil. Mag., 23, 225 (1887)
 SAPP, E., Ricerca Scientifica, 8, 413 (1937)
 SHIMIZU, J., J. Geomagn. Geoelectr., 11, 125 (1960)
 SKORSKI, R., DURACZ, A., J. Appl. Phys., 36, 511 (1965)
 SLONCZEWSKI, J. C., Unw. Beridete IBM Res. Cent. New-York (1956)
 SMITH, D. O., J. Appl. Phys., 30, 264 S (1959)
 SOROHAN, M., Phys. Stat. Sol., 16, K 81 (1964)
 STONER, E. C., WOHLFARTH, E. P., Trans. Roy. Soc., A240, 599 (1948)
 THELLIER, E., J. Phys. Rad., 12, 205, (1951); Ann. I. P. G. Paris, 16, 157-302 (1938)
 VALENTA, L., Izv. Akad. Nauk. SSR, Fiz., 21, 879 (1957)
 WILLIAMS, H. J., SHERWOOD, R. C., J. Appl. Phys., 28, 548 (1957).

II. ANTIFEROMAGNETISMUL

În secțiunea precedentă (Feromagnetismul) au fost examinate substanțele care prezintă un caz particular de ordonare a momentelor magnetice: o aliniere paralelă a momentelor magnetice atomice în domenii de magnetizare spontană.

În cele ce urmează vom arăta că există alte categorii sau clase de substanțe, în care momentele magnetice atomice sînt de asemenea ordonate, dar proprietățile lor magnetice prezintă față deosebiri esențiale de cele ale substanțelor feromagnetice.

Dintre aceste substanțe vom reține aici două mari clase: substanțele antiferomagnetice și substanțele ferimagnetice, în care momentele magnetice atomice sînt cuplate antiparalel, în contrast cu cazul feromagnetismului.

Aspectele fenomenologice caracteristice antiferomagnetismului sînt cunoscute de mult timp: Weiss și Forrer (1929), Bizette Squire și Tsai (1938) Snoek (1946). Teoria antiferomagnetismului a fost elaborată și perfecționată progresiv, Néel (1932, 1936), Landau (1933), Bitter (1938), Van Vleck (1941). Numeroase rezultate experimentale și teoretice, devenite clasice, au fost comunicate și consemnate în lucrările Colocviului Internațional de fero și antiferomagnetism de la Grenoble (1951) patronat de L. Néel.

CAPITOLUL VIII

ASPECTE FENOMENOLOGICE ALE
ANTIFEROMAGNETISMULUI8.1. Variația termică discontinuă a susceptibilității magnetice

Macroscopic, un antiferomagnetic se comportă ca un paramagnetic, a cărui susceptibilitate are o alură anomală în funcție de temperatură. Susceptibilitatea trece printr-un maximum cînd temperatura descrește. Temperatura T_N care corespunde acestui maximum, numită temperatura Néel, separă două domenii în care comportarea magnetică este net diferită. La temperaturi superioare temperaturii Néel ($T > T_N$) susceptibilitatea magnetică se supune unei legi de tip Curie-Weiss,

$$(8.1) \quad k = \frac{C}{T - \Theta} \quad ,$$

în care constanta Θ , în majoritatea cazurilor pozitivă, poate fi și negativă la unele substanțe. În domeniul temperaturilor inferioare temperaturii Néel, ($T < T_N$) susceptibilitatea depinde slab de intensitatea cîmpului magnetic și de temperatură în cazul substanțelor antiferomagnetice policristaline și este puternic anizotropă în cazul monocristalelor uniaxe.

Figura VIII.1 indică după Bizette, variația termică a suscepti-

bilității molare χ_M , a compușilor policristalini de MnF_2 și MnO . Discontinuitățile apar net la temperaturile $T_N = 75$ K pentru MnF_2 și $T_N = 120$ K pentru MnO .

Tabelul următor dă temperatura T_N pentru câteva substanțe antiferomagnetice.

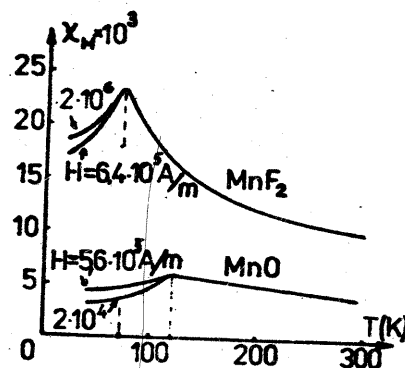


Fig. VIII.1

Tabelul 8.1

	NiO	Cr	Cr ₂ O ₃	CoO	FeO	MnS
T_N (K)	520	400	305	290	183	140

	MnO	Mn	MnO ₂	MnF ₂	NiCl ₂	Co ₃ Fe	FeCl ₂
T_N (K)	120	100	92	75	52	35	24

Substanțele antiferomagnetice se întîlnesc mai frecvent decît substanțele feromagnetice.

8.2 Discontinuitatea proprietăților fizice la temperatura T_N

În cursul răcirii prin temperatura Néel, substanța trece brusc de la o stare magnetic dezordonată, la o stare magnetic ordonată. Temperatura Néel corespunde deci unei schimbări de stare de ordinul doi. O tranziție similară a fost observată și la substanțele feromagnetice în cursul răcirii lor prin temperatura Curie T_C . S-a văzut că această tranziție antrena discontinuități ale proprietăților magnetice ale substanțelor feromagnetice. Asemenea discontinuități au fost puse în evidență și în

cazul substanțelor antiferomagnetice, la temperatura Néel. Figura VIII.2 indică după Foix, anomaliile variației termice ale coeficienților de dilatare λ , ai compușilor antiferomagnetici MnO , FeO , CoO , NiO .

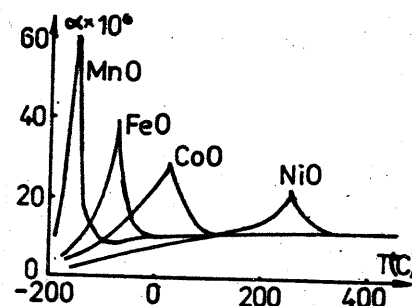


Fig. VIII.2

Fig. VIII.3 dă variația căldurii specifice a compușilor MnO_2 , MnO , FeO , Cr_2O_3 , în funcție de temperatură, după Millar (1928). În toate cazurile discontinuitățile proprietăților nemagnetice au loc la temperatura Néel a substanței antiferomagnetice.

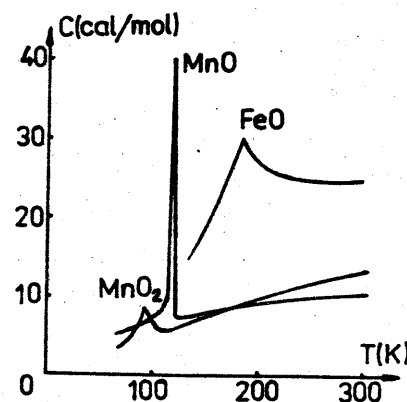


Fig. VIII.3

8.3. Structura substanțelor antiferomagnetice

Existența structurii antiferomagnetice a fost prezisă de Néel (1932) și Landau (1933) pe baza unei analize a cîmpului molecular și faptul că ei regăseau pe

această cale proprietățile magnetice ale substanțelor antiferomagnetice (numite pe atunci "paramagnetici constanți"), dovedea justetea punctului la de vedere. În acord cu teoria, ansamblul atomilor purtători de moment magnetic dintr-un antiferomagnetic trebuie să fie descompus în două subrețele echiva-

lente A și B, astfel încât fiecare atom al substanței A să aibă Z atomi vecini, aparținând subrețelei B cu momentele dirijate în sens opus atomului A și reciproc. Figura VIII.4 dă schema de principiu a dispoziției momentelor magnetice atomice într-un antiferomagnetic.

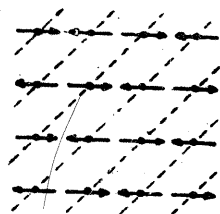


Fig. VIII.4

Existența acestor două subrețele a fost confirmată experimental, mult mai târziu, de Shull și colaboratori (1951) cu ajutorul neutronilor.

Se știe că neutronii nu posedă sarcină electrică dar au moment magnetic propriu. Un fascicul de neutroni trimis printr-un cristal antiferomagnetic va fi supus unor interacțiuni diferite după sensul momentelor magnetice ale ionilor celor două subrețele. Figura VIII.5 dă diagramele de difracție a neutronilor prin cristale de MnO , la temperatura de 80 K (mai coborâtă decît

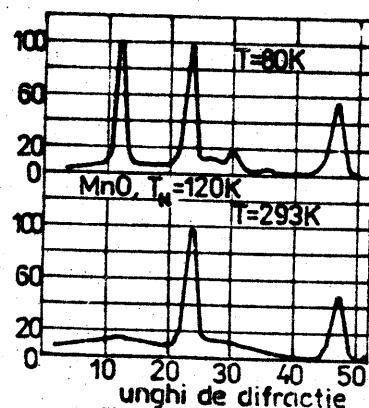


Fig. VIII.5

periodicitatea atomică din starea magnetic dezordonată ($T=293$ K).

Având în vedere că în starea ordonată ($T < T_N$) momentă

$T_N = 120$ K) la care substanța este antiferomagnetică și la temperatura ambiantă $T = 293$ K la care substanța este paramagnetică. În spectrul obținut la temperatura joasă (80 K), apar linii de difracție suplimentare dovadă a existenței unei periodicități magnetice mai mari decît

magnetic al ansamblului de atomi identici este nul, această periodicitate magnetică mai mare nu poate fi explicată decît prin existența a două subrețele de ioni magnetici identici A și B cu momentele magnetice orientate în sens opus ca în schema din Fig. VIII.4. Forțele responsabile de antiparalelismul momentelor magnetice ale ionilor din plane reticulare vecine sînt forțe de schimb de origine cuantică la fel ca cele responsabile de feromagnetism. S-a văzut (Capitolul III) că aceste forțe de schimb electronic nu se exercită decît între atomii vecini sau, în orice caz la distanțe mici. Majoritatea antiferomagneticilor sînt oxizi, halogenuri sau sulfuri în care ionii magnetici sînt îndepărtați unul față de altul și adesea separați prin ioni diamagnetici. De exemplu, dacă se examinează figura VIII.6, care

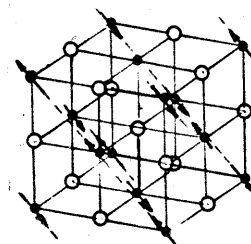


Fig. VIII.6

corespunde structurii antiferomagnetice a MnO , se constată că două plane reticulare A, B, conținînd ioni de Mn cu momente magnetice antiparalele (cercuri pline) sînt separate printr-un plan de atomi de oxigen (cercuri albe).

În aceste condiții schimbul electronic direct, între atomii de Mn relativ depărtați, este extrem de slab și valorile mici ale integralei de schimb n-ar fi în măsură să interpreteze valorile relativ mari ale temperaturilor de tranziție (T_N). Această contradicție se rezolvă ușor dacă se adoptă un mod de cuplaj magnetic indirect în care, interacțiunea dintre ionii magnetici de Mn se face prin intermediul electronilor atomilor diamagnetici de oxigen situați între ionii de Mn. Această interacțiune indirectă, prin intermediul atomului neutru de oxigen, se numește interacțiune

de superschimb. Calitativ acest superschimb poate fi înțeles ușor. Cei doi ioni magnetici de mangan M_1 și M_2 , separați prin atomul de oxigen, perturbă orbitele celor doi electroni p ai acestui atom într-un mod care depinde de starea de spin a acestora (Fig. VIII.7).

Dacă spinul lui M_1 este egal cu $+1/2$ el va perturba în mod diferit orbitele electronilor p după cum spinul electronilor care le ocupă este $\pm 1/2$. Va avea loc deci o polarizare a atomului de oxigen. Admitem de exemplu că orbitalul ocupat de electronul de spin $-1/2$ este mai apropiat de ionul M_1 decât cel ocupat de spinul $-1/2$. Dacă spinul ionului M_2 este $-1/2$ acțiunea sa va fi simetrică față de aceea a ionului M_1 și astfel se va câștiga energie îndepărtînd orbitalii atomului de O cu spin opus. Acest fapt nu ar fi posibil dacă spinii M_1 și M_2 ar fi egali (de același sens). Aceste considerații conduc deci la interpretarea cuplajului de tip antiferomagnetic între spinii ionilor magnetici. O teorie a interacțiunilor de superschimb care urmează fidel mecanismul fizic a fost elaborată de Anderson (1950, 1959).

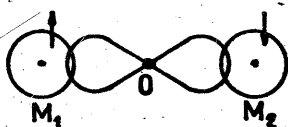


Fig. VIII.7

8.4. Anisotropia monocristalelor antiferomagnetice

Mecanismul de magnetizare a unui monocristal antiferomagnetic este net diferit dacă orientarea câmpului magnetic exterior este paralelă cu direcția antiferomagnetismului (direcția magnetilor elementari impusă de structura cristalină) sau perpendiculară pe această direcție. Efectiv susceptibilitatea $k_{||}$ în direcția paralelă cu direcția antiferomagnetismului este diferită de susceptibilitatea k_{\perp} în direcție perpendiculară. Figura VIII.8, referitoare la variația termică a celor două

susceptibilități în cazul unui monocristal de MnF_2 , este tipică

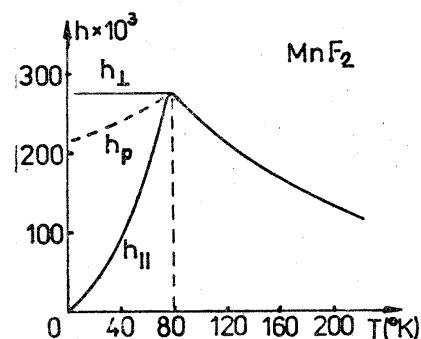


Fig. VIII.8

pentru comportarea antiferomagneticilor normali.

Susceptibilitatea transversală k_{\perp} este constantă (independentă de temperatură) de la temperatura Néel pînă la zero absolut, în timp ce susceptibilitatea longitudinală $k_{||}$ descrește de la

aceeași valoare, k_{\perp} , pe măsură ce temperatura coboară de la T_N , și tinde la zero cînd temperatura tinde la zero absolut. Susceptibilitatea unei pulberi este o susceptibilitate medie k_p egală cu

$$(8.2) \quad k_p = \frac{1}{3} k_{||} + \frac{2}{3} k_{\perp}$$

Aceeași expresie a susceptibilității corespunde monocristalelor antiferomagnetice cubice, în care direcția antiferomagnetismului poate fi o axă cuaternară $[1,0,0]$ sau o axă ternară $[1,1,1]$. La temperatura Néel susceptibilitatea $k(T_N)$ este egală cu k_{\perp} iar la zero absolut, $T = 0$ K, susceptibilitatea este $k_p(0) = \frac{2}{3} k_{\perp} = \frac{2}{3} k(T_N)$.

CAPITOLUL IX

TEORIA ANTIFEROMAGNETISMULUI

9.1. Antiferomagnetismul în aproximația cimpului molecular

Modelul teoretic de antiferomagnetism, elaborat de Néel (1932), pentru antiferomagnetici cu două subrețele A și B, se bazează pe o generalizare a noțiunii de cimp molecular local. Acest cimp \vec{H}_i , datorat momentelor magnetice \vec{m}_j ale atomilor j vecini unui atom i dat, este

$$(9.1) \quad \vec{H}_i = \sum n_{ij} \vec{m}_j$$

în care factorii n_{ij} nu depind decât de poziția relativă a atomilor i și j . În interpretarea mecanicii cuantice factorii n_{ij} (R_{ij}) pot fi pozitivi sau negativi și valorile lor descreșc rapid cu distanța R . Feromagnetismul corespunde valorilor n_{ij} pozitive. Presupunem că situația unui ansamblu de atomi este energetic favorabilă când momentele \vec{m}_j ale atomilor vecini unui atom i dat sînt orientate în sens opus momentului \vec{m}_i al acestui atom. Această situație presupune o dispoziție a ansamblului de atomi în două subrețele echivalente A și B, astfel încît momentele atomilor din subrețeaua A să fie paralele între ele, dar în același timp, antiparalele momentelor atomilor din subrețeaua B. Astfel cuplajul dintre atomii din aceeași subrețea este feromagnetic și factorii n_{ij} sînt pozitivi pentru $i, j \in A$, sau $i, j \in B$. Cuplajul dintre atomii din subrețele diferite este antiferomag-

netic și factorii n_{ij} corespunzători sînt negativi pentru $i \in A$; $j \in B$ sau $i \in B$; $j \in A$.

Pentru a evidenția mai bine caracterul macroscopic al teoriei antiferomagnetismului în aproximația cimpului molecular, în cele ce urmează nu vom mai considera momentele magnetice atomice ci numai magnetizațiile \vec{M}_A și \vec{M}_B ale celor două substanțe.

Dacă $2N$ este numărul total de momente magnetice atomice pe unitatea de volum, cele două magnetizații sînt:

$$\vec{M}_A = N \langle \vec{m}_i \rangle \quad (i \in A)$$

$$\vec{M}_B = N \langle \vec{m}_j \rangle \quad (j \in B)$$

În această aproximație, în expresia cimpului molecular nu vor interveni decât două constante de interacțiune, corespunzătoare interacțiunilor medii dintre atomii din subrețele diferite și interacțiunilor medii dintre atomii ce aparțin aceleiași subrețele.

Coefficientul cimpului molecular care acționează asupra unui atom din subrețeaua A, datorat atomilor din subrețeaua B, este

$$(9.2) \quad \vec{H}_{AB} = - \frac{1}{N} \sum_{j \in B} n_{Aj} \quad (i \in A)$$

și reciproc,

$$(9.3) \quad \vec{H}_{BA} = - \frac{1}{N} \sum_{j \in A} n_{Bj} \quad (i \in B)$$

Coefficientul cimpului molecular care acționează asupra unui atom din subrețeaua A, datorat atomilor din aceeași subrețea A, este

$$(9.4) \quad \vec{H}_{AA} = \frac{1}{N} \sum_{j \in A} n_{Aj} \quad (i \in A)$$

și pentru atomii din subrețeaua B,

$$(9.5) \quad W_{BB} = \frac{1}{N} \sum_{j \in B} n_{1j} \quad (1 < A)$$

În condițiile antiferomagnetismului cu două subrețele echivalente, pot fi scrise egalitățile:

$$(9.6) \quad W_{AB} = W_{BA} = W,$$

în care $W < 0$ și

$$(9.7) \quad W_{AA} = W_{BB} = W',$$

în care $W' > 0$.

Cîmpurile moleculare care acționează asupra momentelor magnetice ale subrețelilor A și B sînt:

$$(9.8) \quad \begin{aligned} \vec{H}_A &= -W\vec{M}_B + W'\vec{M}_A \\ \vec{H}_B &= -W\vec{M}_A + W'\vec{M}_B \end{aligned}$$

Magnetizația medie a substanței antiferomagnetice poate fi evaluată în aceeași manieră ca în teoria lui Weiss a feromagnetismului (§ 3.2.2), înlocuind cîmpul magnetic efectiv, cu expresii corespunzătoare:

$$(9.9) \quad \begin{aligned} \vec{h}_A &= \vec{H} + \vec{H}_A \\ \vec{h}_B &= \vec{H} + \vec{H}_B \end{aligned}$$

9.2. Comportarea antiferomagneticilor la temperaturi înalte, în faza paramagnetică

La temperaturi suficient de înalte ($T > T_N$) pentru ca interacțiunile magnetice dintre ioni să fie neglijabile, ionii magnetici se comportă ca ioni cu momente magnetice libere, astfel

că magnetizația lor (momentul magnetic pe unitatea de volum), poate fi exprimată la fel ca în paramagnetism, printr-o ecuație de forma (3.7);

$$(9.10) \quad M = NJg\mu_B \mathcal{L}_J(a)$$

în care $\mathcal{L}_J(a)$ este funcția lui Brillouin, dată de ecuația (3.8) iar argumentul a este

$$(9.11) \quad a = \frac{Jg\mu_B}{k_B T} B$$

B fiind aici inducția magnetică efectivă în care se află fiecare moment magnetic. Pentru $a \ll 1$, (situație care este în general realizată în condiții normale de lucru), funcția lui Brillouin se reduce la:

$$(9.12) \quad \mathcal{L}_J(a) = \frac{J+1}{3J} a$$

și expresia magnetizației (9.10) capătă forma următoare,

$$(9.13) \quad \vec{M} = \frac{Ng^2 J(J+1) \mu_B^2}{3k_B T} \vec{B} = \frac{NM^2 \mu_0}{3k_B T} \vec{h} = \frac{C}{T} \vec{h}$$

în care

$$(9.14) \quad C = \frac{NM^2 \mu_0}{3k_B}$$

este constanta lui Curie raportată la o singură subrețea ($2N$ fiind numărul total de ioni) iar

$$(9.15) \quad M = g \sqrt{J(J+1)} \mu_B$$

este momentul magnetic, J numărul cuantic principal și g factorul lui Landé.

Ținînd seama de faptul că în expresia (9.13), \vec{h} reprezintă cîmpul magnetic efectiv, dat de formulele (9.9), magnetizația fiecărei subrețele M_A și M_B poate fi exprimată prin formulele:

$$\vec{M}_A = C \frac{\vec{h}_A}{T} = \frac{C}{T} (\vec{H} - W\vec{M}_B + W'\vec{M}_A) \quad (9.16)$$

$$\vec{M}_B = C \frac{\vec{h}_B}{T} = \frac{C}{T} (\vec{H} - W\vec{M}_A + W'\vec{M}_B)$$

Magnetizația rezultantă, în câmpul magnetic exterior \vec{H} , este

$$\vec{M} = \vec{M}_A + \vec{M}_B \quad (9.17)$$

sau, ținând seama de (9.16) expresia acestei magnetizații este:

$$\vec{M} = \frac{2C}{T + \Theta} \vec{H}, \quad (9.18)$$

în care s-a notat:

$$\Theta = C(W - W') \quad (9.19)$$

Susceptibilitatea paramagnetică, $k = M/H$, respectiv, (conform formulei 9.18),

$$k = \frac{2C}{T + \Theta}, \quad (9.20)$$

se supune deci unei legi de tip Curie-Weiss, în care, temperatura Curie T_C ar fi egală cu $(-\Theta)$. Această temperatură Θ este independentă de alegerea subrețelelor: într-adevăr, ținând seama de (9.4), (9.6) și (9.7), expresia (9.2) se scrie sub forma următoare:

$$\Theta = C \left[-\frac{1}{N} \sum_{j < B} n_{1j} - \frac{1}{N} \sum_{j < B} n_{ij} \right] = -\frac{C}{N} \sum_j n_{ij} \quad (9.21)$$

Rezultă că temperatura Curie Θ este proporțională cu suma coeficienților de interacțiune ai unui atom dat cu vecinii săi. Ea este pozitivă dacă această sumă $\sum n_{ij}$ este negativă, deci dacă interacțiunea unui atom cu vecinii săi este de tip antiferomagnetic. Temperatura Θ poate să fie negativă când interacțiunea dominantă este feromagnetică, fapt care n-ar exclude ca structura să fie antiferomagnetică.

9.3. Temperatura Néel. Comportarea antiferomagnetică

Expresia temperaturii Néel T_N poate fi dedusă scriind că, pentru $T = T_N$, există o magnetizație spontană diferită de zero în absența câmpului magnetic exterior. În aceste condiții magnetizațiile spontane ale celor două subrețele sînt (c.f. 9.16)

$$\vec{M}_{AS} = \frac{C}{T} (-W\vec{M}_{BS} + W'\vec{M}_{AS}) \text{ și } \vec{M}_{BS} = \frac{C}{T} (-W\vec{M}_{AS} + W'\vec{M}_{BS}), \quad (9.22)$$

soluția celor două ecuații este

$$\vec{M}_{AS} = -\vec{M}_{BS} \quad (9.23)$$

și aceasta conduce la expresia temperaturii Néel

$$T_N = C(W + W') \quad (9.24)$$

În condițiile interacțiunii antiferomagnetice dintre atomii celor două subrețele A și B, această temperatură T_N trebuie să fie totdeauna pozitivă. Dacă T_N este pozitivă înseamnă că descompunerea în două subrețele de la care am plecat nu este corectă, și că trebuie considerată o altă descompunere antiferomagnetică pentru care se obține o temperatură T_N pozitivă.

Dacă nu se ia în considerație decît interacțiunea dintre ionii celor două subrețele ($W_{AA} = W_{BB} = W' = 0$), temperatura Curie Θ este egală cu temperatura Néel T_N , așa cum rezultă din comparația expresiilor (9.19) și (9.24). În anumite cazuri Θ poate să devină negativă sau altfel, dreapta $\frac{1}{k(T)}$ obținută pentru temperaturi înalte să taie axa absciselor într-un punct jorespunzător unei temperaturi pozitive. Acest fapt traduce existența unor interacțiuni feromagnetice puternice, ca în cazul antiferomagneticilor cu structură magnetică foiletată de exemplu ca la $FeCl_2$, $CoCl_2$, $CoBr_2$. Interacțiunile dintre atomii ce aparțin unei

aceleiași foite sînt feromagnetice și puternice ($n_{ij} > 0$) în timp ce interacțiunile dintre atomii ce aparțin la două foite vecine sînt antiferomagnetice și slabe.

Raportul dintre Θ și T_N permite să se determine, în principiu, raportul W'/W , care indică importanța relativă a interacțiunilor fero și antiferomagnetice.

Dacă W și W' sînt ambele pozitive, și dacă $W' \gg W$, temperaturile Néel și Curie sînt foarte apropiate. Cu:

$$T_N = C(W + W')$$

$$\Theta = C(W - W')$$

se obține

$$(9.25) \quad -\frac{\Theta}{T_N} = \frac{W - W'}{W + W'} = \frac{1 - \frac{W'}{W}}{1 + \frac{W'}{W}}$$

și pentru $W' \gg W$, rezultă $-\Theta = T_C$ și $T_C \approx T_N$. Teoriile mai riguroase dau temperaturi Néel mai coborîte decît cele furnizate de teoria cîmpului molecular. Acest fapt sugerează că legea lui Curie Weiss nu este cu totul valabilă în apropierea temperaturii T_N : se observă ca și în cazul feromagnetismului, o neliniaritate a funcției $1/k(T)$ în vecinătatea lui T_N , fapt care traduce existența unei ordini de rază scurtă.

În tabelul alăturat (9.1), dăm valorile temperaturilor Néel și Curie pentru cîteva substanțe antiferomagnetice, cu diferite valori ale raportului interacțiunilor W'/W .

Tabelul 9.1

	$T_N(K)$	$-\Theta$ (K)	$\frac{\Theta}{T_N}$	$\frac{W'}{W}$
CoF ₂	37	-50	1,4	- 0,17
FeTiO ₃	60	+ 17	- 0,3	1,85
FeCl ₂	24	+ 48	2	$W' \gg W$

Se observă, în cazul CoF₂, că interacțiunea din interiorul unei aceleiași subrețele este antiferomagnetică la fel ca și interacțiunea dintre subrețele diferite. În cazul FeTiO₃ interacțiunea dintre primii vecini este feromagnetică și mai mare decît W , avînd o temperatură Curie $T_C = -\Theta$ pozitivă. În cazul FeCl₂ interacțiunea antiferomagnetică este mult mai slabă decît interacțiunea feromagnetică. Există posibilitatea ca un cîmp magnetic exterior să producă decupajul celor două subrețele și astfel substanța să devină feromagnetică. Această categorie de substanțe poartă numele de metamagnetice.

9.4. Susceptibilitatea antiferomagneticilor sub temperatura Néel, în cîmpuri slabe

a) Susceptibilitatea transversală k_{\perp}

Cîmpul magnetic exterior, H , fiind aplicat perpendicular pe direcția antiferomagnetismului,

fig. IX.1, magnetizarea antiferomagneticului se produce printr-un proces de rotație, cu unghiul Θ , a momentelor magnetice elementare.

Pentru a determina unghiul Θ , vom scrie că suma energiilor puse în joc este minimă. Aceste energii, energia de schimb, energia magnetocristalină, energia cîmpului magnetizant, pot fi exprimate în felul următor: Energia de schimb:

$$(9.26) \quad W_S = \mu_0 W M_A M_B \cos(\pi - 2\Theta) = -\mu_0 W M_A^2 \cos 2\Theta$$

Energia magnetocristalină:

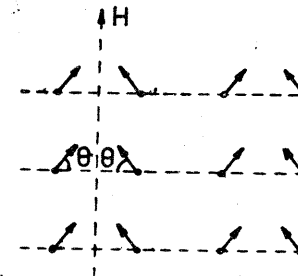


Fig. IX. 1

$$(9.27) \quad W_K = K \sin^2 \theta$$

Energia cîmpului magnetizant

$$(9.28) \quad W_n = - \mu_0 (\vec{M}_A + \vec{M}_B) \cdot \vec{H} = - 2 \mu_0 M_A H \sin \theta$$

Energia totală,

$$(9.29) \quad W_T = W_S + W_K + W_M.$$

trebuie să fie minimă:

$$(9.30) \quad \frac{\partial W_T}{\partial \theta} = 0.$$

Această condiție conduce la ecuația următoare,

$$(9.31) \quad \{ (2 \mu_0 W M_A^2 + K) \sin \theta - \mu_0 M_A H \} \cos \theta = 0$$

care dă două soluții:

$$(9.32) \quad 0 = \frac{K}{2} \quad \text{și} \quad \sin \theta = \frac{\mu_0 M_A H}{2 \mu_0 W M_A^2 + K}$$

A doua soluție nu poate exista decît dacă

$$(9.33) \quad H \leq \frac{2 \mu_0 W M_A^2 + K}{\mu_0 M_A}$$

Susceptibilitatea magnetică transversală k_{\perp} este

$$(9.34) \quad k_{\perp} = \frac{M_A + M_B}{H} = \frac{2M_A}{H}$$

Ținînd seama de (9.33) se obține următoarea expresie

$$(9.35) \quad k_{\perp} = \frac{1}{W(1 + \frac{K}{2 \mu_0 W M_A^2})}.$$

În general, în intervalul $T_N - 0^\circ K$ termenul $K/2 \mu_0 W M_A^2$ este mic în raport cu unitatea astfel că susceptibilitatea transversală este practic independentă de temperatură, conservîndu-și valoarea pe care o are la T_N . Acest rezultat este în acord calitativ

cu faptele experimentale specificate în capitolul precedent (§ 8.4 și fig. VIII.8).

b) Susceptibilitatea longitudinală $k_{||}$

Presupunem H paralel cu direcția antiferomagnetismului.

Acțiunea acestui cîmp se traduce printr-o creștere a polarizației magnetice a unei subrețele pe seama micșorării polarizației celeilalte. Magnetizația totală fiind magnetizația medie

$$(9.36) \quad M_T = \frac{M_A + M_B}{2}$$

vom nota

$$M_A = M_T + \Delta$$

(9.37)

$$M_B = M_T - \Delta$$

în care Δ reprezintă variația magnetizației unei subrețele iar M_A și M_B sînt definite prin ecuația de forma (9.10), respectiv

$$(9.38) \quad M_A = NJg \mu_B \mathcal{L}_J \left[\frac{Jg \mu_B}{k_B T} \mu_0 (H - W M_B + W' M_A) \right]$$

sau

$$(9.39) \quad M_T + \Delta = NJg \mu_B \mathcal{L}_J \left\{ \frac{gJ \mu_B \mu_0 (W + W') M_T}{k_B T} + \frac{Jg \mu_B \mu_0}{k_B T} [H - (W - W') \Delta] \right\}.$$

Ținînd seama de faptul că M_T este constant, ecuația precedentă

(9.39) permite să se scrie, după derivare

$$(9.40) \quad \Delta = \frac{NJ^2 g^2 \mu_B^2 \mu_0}{k_B T} [H - (W - W') \Delta] \mathcal{L}'_J \left[\frac{Jg \mu_B \mu_0}{k_B T} (W + W') M_T \right]$$

sau, avînd în vedere că, (cf. formulei 3.27) se poate introduce notația

$$(9.41) \quad \frac{NJ^2 g^2 \mu_B^2 \mu_0}{k_B} \mathcal{L}'_J(0) = C,$$

în care C este constanta lui Curie, expresia (9.40) poate fi scrisă sub forma următoare,

$$(9.42) \quad \Delta = \frac{C}{T} [H - (W - W') \Delta] \frac{\mathcal{L}_J \left[\frac{Jg \mu_B H_0}{k_B T} (W + W') M_T \right]}{\mathcal{L}_J'(0)}$$

Pentru a scrie mai simplu notăm:

$$(9.43) \quad R(T) = \frac{\mathcal{L}_J \left[\frac{Jg \mu_B H_0}{k_B T} (W + W') M_T \right]}{\mathcal{L}_J'(0)}$$

și formula (9.42) dă

$$(9.44) \quad \Delta = \frac{C \cdot R(T)}{T + C(W - W') R(T)} H$$

Susceptibilitatea longitudinală k_{\parallel} , a ambelor subrețele este

$$(9.45) \quad k_{\parallel} = \frac{2\Delta}{H} = \frac{2C \cdot R(T)}{T + C(W - W') R(T)}$$

Se observă imediat că dacă temperatura este apropiată de T_N , $R(T_N)$ devine egal cu unitatea și susceptibilitatea $k_{\parallel}(T_N)$ dată de formula (9.45) este

$$(9.46) \quad k_{\parallel}(T_N) = \frac{2C}{T + C} = k_{\perp}$$

Deci la T_N ambele susceptibilități k_{\parallel} și k_{\perp} sînt practic egale, dar sub T_N , k_{\perp} rămîne constantă în timp ce k_{\parallel} descrește pe măsură ce temperatura coboară și tinde către zero la zero absolut. Aceste rezultate sînt în acord calitativ cu faptele experimentale expuse în capitolul precedent.

9.5. Susceptibilitatea antiferomagnetică în cîmpuri puternice

Cîmpul magnetic H fiind aplicat în direcția antiferomagnetismului, produce o creștere a magnetizației subrețelei polari-

sate în sensul cîmpului, concomitent cu o micșorare a magnetizației subrețelei polarizate în sens opus. Este ușor de imaginat că, dacă intensitatea cîmpului crește continuu, se va observa, pentru o anumită valoare a cîmpului, o schimbare bruscă de sens a momentelor elementare deîndată ce acestea ajung să fie dispuse perpendicular pe cîmp. Pentru evaluarea acestui cîmp de basculare a momentelor magnetice să evaluăm energiile puse în joc în acest proces. Energia magnetocristalină este $W_K = K \sin^2 \theta$ în care θ este unghiul dintre direcția momentului magnetic și axa antiferomagnetică. Cînd momentele sînt dirijate paralel cu axa, ($\theta = 0$) energia W_K este nulă și energia care mai subzistă este energia de magnetizare.

$$(9.47) \quad W_{\parallel} = -\frac{1}{2} \mu_0 k_{\parallel} H^2$$

Cînd momentele sînt dirijate perpendicular pe direcția axei respectiv pe direcția cîmpului H , unghiul $\theta = \pi/2$, energia magnetocristalină nu mai este nulă și energia totală W este suma energiilor magnetocristaline și a energiei de magnetizare:

$$(9.48) \quad W_{\perp} = K - \frac{1}{2} \mu_0 k_{\perp} H^2$$

Este evident că starea cea mai stabilă în cîmpul H corespunde celei mai mici dintre cele două energii. În cîmp H crescător, bascularea momentelor se produce la o anumită valoare H_0 care poate fi determinată scriind egalitatea celor două energii ($W_{\parallel} = W_{\perp}$ pentru $H = H_0$):

$$-\frac{1}{2} \mu_0 k_{\parallel} H_0^2 = K - \frac{1}{2} \mu_0 k_{\perp} H_0^2$$

de unde rezultă:

(9.49)

$$H_0 = \sqrt{\frac{2K}{\mu_0(k_{\perp} - k_{\parallel})}}$$

Acest câmp critic H_0 , prevăzut de Néel, a fost observat efectiv la compuşii antiferomagnetici MnF_2 şi $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ şi el marchează trecerea substanţei de la starea antiferomagnetică la starea feromagnetică.

9.6. Metamagnetismul

Sub această denumire dată de J. Becquerel (1939) se înţelege fenomenul de trecere a unei substanţe antiferomagnetice (cu spini antiparaleli) în stare feromagnetică (spini paraleli), sub acţiunea unui câmp magnetic suficient de intens. Alura curbelor de magnetizare $M = f(H)$ indică mai întâi o creştere a magnetizaţiei cu câmpul, pînă la o anumită valoare, începînd de la care magnetizaţia creşte rapid pentru a tinde la saturaţie în câmpuri relativ mari. Figura IX.2 indică, după Meyer şi Taglang, curbele de magnetizare a $MnAu_2$ determinate la diferite temperaturi. Se observă că tranziţia este progresivă

şi că ea apare sub temperatura Néel care, pentru câmpurile intense, se prezintă ca o temperatură Curie.

Un metamagnet este deci un corp, care sub efectul unui câmp magnetic suficient de puternic trece de la

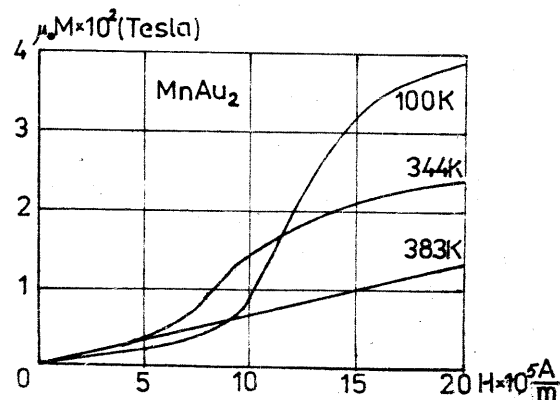


Fig. IX.2

antiferomagnetism la feromagnetism.

Metamagnetismul a fost interpretat teoretic de L. Néel (1956) ca o tranziţie antifero-feromagnetică provocată de câmpuri suficient de intense pentru a produce decuplajul momentelor ordinate antiferomagnetic şi a le orienta paralel. Această tranziţie trebuie deci să fie posibilă la toţi antiferomagneticii, iar faptul că unele substanţe sînt numite metamagnetice se datoreşte posibilităţii de a observa tranziţia antifero-feromagnetică în câmpuri magnetice realizabile în condiţii uzuale. Relevăm în acest sens cristalele antiferomagnetice cu structură magnetică foiletată în care interacţiunile antifero sînt slabe, ca în cazul halogenurilor $FeCl_2$, $CoCl_2$ indicate în Tabelul 9.1 şi discutate în § 10.3. Mecanismul de basculare a momentelor magnetice în câmp magnetic crescător, este cel descris în paragraful precedent ; § 10.5.

CAPITOLUL X

STRUCTURI ANTIFEROMAGNETICE

10.1. Structuri helimagnetice. Helimagnetism

10.1.1. Aspecte fenomenologice

Există substanțe antiferomagnetice ale căror proprietăți nu mai corespund unei configurații de subrețele cu momente magnetice coliniare. În 1959 Yoshimori în Japonia și independent J. Villain în Franța, au descoperit teoretic că, în anumite condiții, configurațiile antiferomagnetice elicoidale pot să fie mai stabile decât cele ale subrețelelor cu momente elementare antiparalele. Calitativ, aceste configurații pot fi descrise în modul următor: Considerăm o substanță cristalizată sub formă de foițe. Momentele tuturor atomilor unei aceleiași foițe sînt paralele dar momentele atomilor din două foițe consecutive formează un anumit unghi θ (fig. X.1). În acest mod momentele magnetice se rotesc regulat în jurul unei axe, cînd se trece de la un plan reticular la altul, extremitățile lor descriind o elică.

Dovada existenței acestei structuri helimagnetice, prevăzute teo-

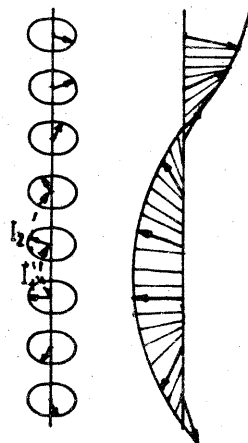


Fig. X.1

retic, a fost făcută de Herpin și Mériel (1959) care au identificat-o în figurile de difracție cu neutroni de MnAu_2 , compus care, pînă atunci era considerat un metamagnetic.

Efectiv, un helimagnetic, supus unui cîmp magnetic, are o comportare diferită de aceea a unui antiferomagnetic și, aparent are comportarea unui metamagnetic: în cîmpuri slabe susceptibilitatea este relativ mică, apoi magnetizația crește rapid cînd cîmpul capătă valori apropiate de o anumită valoare critică (H_0), pentru a atinge saturația într-un cîmp determinat. De fapt această asemănare cu metamagneticii este superficială și mecanismul răspunzător de existența unui cîmp critic H_0 este net diferit de cel descris în § 10.5 (formula 9.49): În cazul metamagnetismului anizotropia menține blocate momentele magnetice în direcția de ușoară magnetizare atît timp cît cîmpul este slab comparativ cu H_0 . În cazul helimagnetismului, dimpotrivă, anizotropia magnetică nu intervine direct și are loc o trecere bruscă de la o configurație în elice, puțin deformată de cîmpul magnetic, la o configurație oblică, apropiată de feromagnetism.

Pe lîngă MnAu_2 și MnO_2 toți helimagneticii cunoscuți pînă în prezent sînt metale de pămînturi rare hexagonale ale căror proprietăți magnetice sînt foarte complexe în aparență deoarece ele prezintă diferite faze magnetice stabile în anumite domenii de temperatură. Aceste domenii sînt separate prin puncte de tranziție care pot fi de speța I sau de speța II-a.

10.1.2. Condiții de stabilitate a structurii helimagnetice

Pentru a evalua condițiile în care o structură helimagnetică este mai stabilă decât o configurație cu subrețele antiparalele, vom lua în considerație energia de schimb a unui lanț liniar de momente magnetice, ca în figura X.1, în care fiecare element al lanțului face parte dintr-un plan reticular. Așadar că

interacțiunile de schimb au loc între un atom și primii doi atomi vecini, integralele de schimb respective fiind J_1 și J_2 (fig. X.1). Într-un același plan interacțiunea de schimb este feromagnetică $J_1 > 0$, momentele magnetice fiind paralele. În aceste condiții energia de schimb, a cărei expresie generală a fost stabilită în Capitolul III, se scrie sub forma următoare:

$$(10.1) \quad W_s = -2J_1 \sum_{i=1}^N (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1}) - 2J_2 \sum_{i=1}^N (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+2})$$

în care N reprezintă numărul de atomi ai unui plan reticular. Unghiul θ dintre magnetizația unui plan și cea din planul următor fiind constant și toate momentele elementare avînd aceeași mărime S , formula precedentă (10.1) poate fi scrisă sub forma următoare:

$$(10.2) \quad W_s = -2NS^2(J_1 \cos \theta + J_2 \cos 2\theta)$$

Condiția de echilibru a acestei configurații este ca energia să fie minimă în raport cu parametrul θ , sau

$$(10.3) \quad \frac{\partial W_s}{\partial \theta} = 0 = 2NS^2 (J_1 \sin \theta + 2J_2 \sin 2\theta) = 2NS^2 (J_1 + 4J_2 \cos \theta) \sin \theta$$

Soluțiile acestei ecuații sînt: $\sin \theta = 0$, cu $\theta = 0$ și $\theta = \pi$, care corespund respectiv feromagnetismului și antiferomagnetismului. Există însă și soluția

$$(10.4) \quad \cos \theta = -\frac{J_1}{4J_2}$$

care corespunde unei rotații progresive a magnetizării de la un plan reticular la următorul, deci corespunde helimagnetismului.

Pentru a determina care dintre aceste configurații este cea mai stabilă să evaluăm energia W_s :

$$\text{Cînd } \sin \theta = 0, \quad W_s = -2NS^2 (J_2 \pm J_1)$$

$$\text{Cînd } \cos \theta = -\frac{J_1}{4J_2}, \quad W_s = -2NS^2 \left(-J_2 - \frac{J_1^2}{8J_2} \right)$$

Comparînd energiile corespunzătoare celor două cazuri, se poate deduce ușor că configurația helimagnetică este cea mai stabilă dacă $J_2 < 0$ și $|J_1| < 4|J_2|$, ultima condiție fiind impusă de formula (10.4). La compușii $MnAu_2$ și MnO_2 la care au fost observate aceste structuri helimagnetice unghiul θ este aproape 51° .

10.2. Feromagnetismul slab

10.2.1. Aspecte fenomenologice

Se întîlnesc și alte substanțe antiferomagnetice în structura cărora spinii nu sînt coliniari (structuri sinusoidale, conice, triunghiulare etc), dar față de acestea distingem o categorie aparte de substanțe cu proprietăți specifice antiferomagnetismului, însă care, la temperaturi joase, prezintă un moment magnetic permanent. Compusul cel mai mult studiat este ^{un}sesquioxid de fier romboedric $\alpha - Fe_2O_3$ al cărui moment magnetic foarte slab, ($10^{-2} \mu_B$ per atom) a fost inițial atribuit unor impurități feromagnetice intrinseci. Studii mai recente, efectuate pe substanțe a căror puritate a fost riguros controlată, au pus în evidență această proprietate la un număr destul de mare de antiferomagnetici: CrF_3 , NiF_2 , $CoCO_3$, $MnCO_3$, etc. În general proprietățile acestor substanțe cu feromagnetism slab sînt următoarele:

a) Susceptibilitatea magnetică la temperaturi înalte se supune unei legi de tip Curie-Weiss,

$$(10.5) \quad k = \frac{C}{T + \theta}$$

în care constanta θ este pozitivă, fapt care indică dominante interacțiunilor antiferomagnetice. De remarcă că această susceptibilitate crește foarte repede într-un interval de temperatură

de câteva grade sub temperatura de tranziție T_N așa cum se vede din variația termică a inversului susceptibilității CrF_3 (fig. X.2).

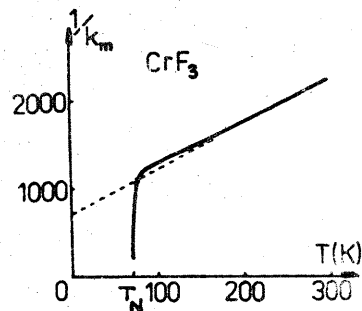


Fig. X.2

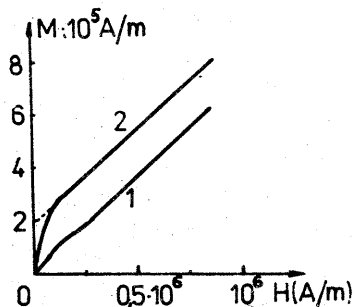


Fig. X.3

b) Sub temperatura T_N magnetizația variază în funcție de cîmp. În cîmpuri relativ mari, magnetizația variază după o lege de forma:

$$(10.6) \quad M(H, T) = M_s(T) + k(T)H$$

Figura X.3, dă variația magnetizației cu cîmpul sub temperatura de tranziție T_N (curba 2) și deasupra temperaturii T_N (curba 1).

c) Alura magnetizației spontane $M_s(T)$ în funcție de temperatură este asemănătoare cu cea a unui feromagnetic, în timp ce susceptibilitatea variază slab cu temperatura ca în cazul unui antiferomagnetic.

d) Studiul difracției de neutroni prin substanțele cu feromagnetism slab indică o structură antiferomagnetică.

10.2.2. Originea feromagnetismului slab

Pentru a explica magnetismul propriu foarte slab al $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$, Moriya (1960) a presupus o ușoară înclinare a momentelor elementare în raport cu axa antiferomagnetică, așa cum sugerează Figura X.4. În acest caz există o magnetizație spontană perpendiculară pe direcția antiferomagnetismului.

Dacă direcțiile momentelor magnetice din cele două subrețele sînt decalate cu un unghi 2α foarte mic, magnetizația spontană M_s în direcția perpendiculară este

$$(10.7) \quad M_s = M_0(T) \sin 2\alpha \approx 2\alpha M_0(T)$$

M_0 fiind magnetizația fiecăreia din cele două subrețele la temperatura T .

Dezialoshinski (1957) demonstrează că un astfel de aranjament al spi-

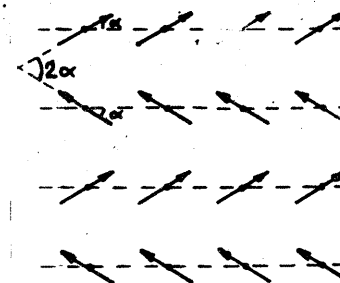


Fig. X.4

nilor din cele două subrețele poate să fie datorat unui cuplaj antisimetric între spinii. În aceste condiții, energia liberă a sistemului, scrisă în formalismul cîmpului molecular, cu considerația cuplajului de schimb antisimetric, se scrie

$$(10.8) \quad F = \mu_0 W(\vec{M}_i \cdot \vec{M}_j) + \mu_0 \vec{D}_{ij} \cdot (\vec{M}_i \times \vec{M}_j)$$

în care $|\vec{D}|$ este diferit de zero numai în cazul cristalelor care îndeplinesc condiții particulare de simetrie (cuplaj antisimetric între spinii subrețelelor i și j) și, în general $|\vec{D}|$ este mic în raport cu W (susceptibilitate magnetică slabă). Notînd magnetizațiile subrețelelor vecine cu:

$$(10.9) \quad \vec{M}_i = \vec{M} + \vec{m} \quad \text{și} \quad \vec{M}_j = -\vec{M} + \vec{m}$$

expresia energiei libere capătă forma următoare:

$$(10.10) \quad F = -WM^2 + Wm^2 + 2\vec{D} \cdot (\vec{M} \times \vec{m})$$

Această energie este minimă, $(\partial F / \partial m) = 0$, dacă vectorii \vec{D} , \vec{M} și \vec{m} formează un triedru ortogonal direct (Fig. X.5). În aceste condiții se obține:

$$(10.11) \quad |\vec{M}| = \left| \frac{\vec{M}}{2} \right|$$

și

$$(10.12) \quad P = -\mu_0 W (M^2 + m^2)$$

În concluzie, magnetizația permanentă care corespunde feromagnetismului slab este

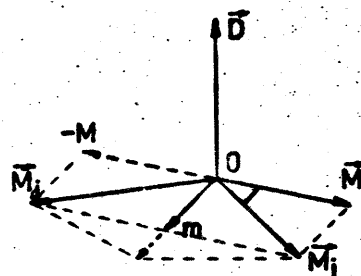


Fig. I.5

$$(10.13) \quad \vec{M}_1 + \vec{M}_2 = 2 \vec{m}$$

iar unghiul de decalaj 2α al spinilor celor două subrețele este dat de

$$(10.14) \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{m}{M}$$

și, pentru unghiuri α foarte mici, se obține, ținând seama de (10.11)

$$(10.15) \quad 2\alpha = \frac{2m}{M} = 2 \frac{D}{W}$$

Acest unghi depinde de temperatură în același mod cu integralele de schimb (coeficienții D și W), fapt care interpretează că alura variației termice a magnetizației spontane (\vec{m}) este asemănătoare cu cea a magnetizației spontane a unui feromagnetic (în acord cu proprietățile observate, descrise în § 10.2.1., paragraful c).

BIBLIOGRAFIE ANTIFEROMAGNETISM

Capitolele VIII, IX, X

1. ANDERSON, P.W., Phys.Rev., **79**, 350 (1950)
2. BECQUEREL, J., VAN DEN HANDEL, J.Phys.Rad. **10**, 10 (1939)
3. BIZETTE, H., SQUIRE, C., TSAI, B., C.R. Paris, **207**, 449 (1938)
4. BITTER, F., Phys.Rev. **54**, 79 (1939)
5. BIZETTE, H., J.Phys.Rad., **12**, 161 (1951)
6. DZIALOSHINSKI, I., Phys. a Chem. Solid **4**, 241, (1958)
7. FOEX, M., C.R. Paris **227**, 193 (1948)
8. HERPIN, A., MERIEL, P., VILLAIN, J., C.R.Paris, **249**, 1334 (1959)
9. LANDAU, L.D., Physik Z. Sowjet Union **4**, 675 (1933)
10. MEYER, A.J.P., TAGLANG, P., J.Phys.Rad., **17**, 457 (1956)
11. MILLAR, R.W., J.Amer.Chem.Soc. **50**, 1875 (1928)
12. MORIYA, T., Phys.Rev., **120**, 91 și 97 (1960)
13. NEEL, L., An. de Phys. **18**, 5, (1932)
14. SHULL, C.G., STRAUSSER, W.A., WOLLAN, E.O., Phys.Rev. **83**, 333, (1951)
15. SNOEK, J.L., Philips Tech.Rev., **8**, 353 (1946)
16. VAN VLECK, J.H., J.Chem.Phys. **9**, (1941)
17. VILLAIN, J., J.Phys.Chem.Solids, **11**, 303 (1959)
18. WEISS, P., FORRER, R., Ann.de Phys. (10) **12**, 279 (1929)
19. YOSHIMORI, A., J.Phys.Soc.Japan., **14**, 807 (1959).

III. FERIMAGNETISMUL

Există o categorie de substanțe ale căror proprietăți apar ca intermediare între cele ale feromagneticilor și anti-feromagneticilor. În aceste substanțe, numite ferimagnetice, interacțiunile dintre atomii vecini tind să stabilizeze structuri în care momentele magnetice a două subrețele vecine sunt antiparalele. Spre deosebire însă de antiferomagnetici, în care atomii din subrețelele vecine au momente egale, ferimagneticii conțin atomi diferiți astfel încât, la temperaturi joase, când momentele lor sunt ordonate antiparalel, apare o magnetizare spontană rezultantă, la fel ca în cazul feromagneticilor, cu care aceste substanțe au fost mult timp confundate. De exemplu, magnetitul prima substanță magnetică cunoscută, era de fapt un ferimagnetic ale cărui proprietăți nu voiau să se identifice în întregime în cadrul feromagnetismului.

Această situație intermediară a ferimagneticilor apare și în comportarea paramagnetică. La temperaturi înalte inversul susceptibilității, $1/k$, tinde asimptotic către o dreaptă care taie axa absciselor într-un punct ce corespunde unei temperaturi negative ca în cazul antiferomagneticilor, indicând existența unor interacțiuni negative. La o anumită temperatură critică, T_c , apare o magnetizare spontană și, imediat sub această temperatură susceptibilitatea ferimagnetismului variază la fel

cu cea a unui feromagnetic.

La temperaturi joase magnetizația fieceia dintre cele două subrețele variază cu temperatura într-un mod asemănător celei a unui feromagnetic, dar diferența lor, care reprezintă magnetizația macroscopică, poate să varieze într-o manieră complexă. Există posibilitatea, ca la o anumită temperatură, numită punct de compensație magnetizațiile celor două subrețele să fie egale și magnetizația macroscopică să fie nulă.

Aspectele fenomenologice, pur calitative observate în decursul timpului relativ la proprietățile acestei categorii de substanțe, au fost integrate de L.Néel (1948) într-o teorie cantitativă cuprinzătoare care, oferind posibilitatea unei mai bune înțelegeri a faptelor observate, a permis un progres considerabil al tehnicii materialelor magnetice izolante, cum sunt feritele, utilizate în principal în domeniul radiofrecvențelor. Numeroase lucrări experimentale remarcabile, elaborate imediat, în lumina acestei teorii, de J.L.Snoek și E.W.Gorter, au făcut ca ferimagnetismul să capete importanța ce i se acordă astăzi în practică și în teorie. Ulterior au fost elaborate noi materiale magnetice cum sunt hexaferitele și granații de pământuri rare care, posedând proprietăți magnetice deosebit de interesante, oferă totodată noi posibilități de utilizare în tehnica electronică în domeniul radiofrecvențelor.

CAPITOLUL XI

ASPECTE FENOMENOLOGICE ALE FERIMAGNETISMULUI

11.1. Structura cristalelor ferimagnetice

În majoritatea cazurilor, substanțele ferimagnetice sînt compuși oxidici ai diferitelor metale. În cele ce urmează vom prezenta mai întîi particularitățile structurii oxizilor în general, pentru ca imediat să distingem principalele tipuri de structuri ferimagnetice (spinelice, triunghiulare etc.), iar în final să descriem proprietățile magnetice macroscopice ale ferimagneticilor.

11.1.1. Structura cristalină a oxizilor

În principiu, prin unirea unui ion metalic M^{n+} cu un anion de oxigen O^{2-} se formează un oxid MO_x în care x reprezintă valența ionului metalic ($x = n/2$). În majoritatea cazurilor valența ionului metalic din oxizi este egală cu 2 sau 3 și mai rar pot fi întîlniți în oxizi ioni metalici mono și tetravalenți. În consecință pentru oxizii tipici, indicele x din formula MO_x poate lua în mod obișnuit valori în intervalul $1 \leq x \leq 2$. Se va vedea imediat că moleculele de MO_x nu reprezintă unități elementare din care sînt constituite monocristalele de oxizi. În cristal ioni M^{n+} și O^{2-} se dispun unul în raport cu altul într-un mod regulat sub efectul forțelor de legătură datorate în principal atracției coulombiene dintre sarcinile +ne și -2e ale ionilor M^{n+} și O^{2-} . Adesea aceste cristale se

se numesc "ionice". Diametrele celor două tipuri de ioni, considerați ca distribuții sferice de sarcină, sînt net diferite; se estimează că raza ionului O^{2-} este 1,33 Å în timp ce raza ionilor metalici este de ordinul 0,6 - 0,8 Å. Această deosebire de diametre este în relație directă cu excesul de electroni în exteriorul învelișului neutru la ionul de O^{2-} și cu deficitul de n electroni la ionul metalic M^{n+} față de atomul neutru. În consecință structura cristalului va fi astfel încît cationii metalici, care au diametrele mai mici, vor ocupa spațiile dintre anionii "sferici" O^{2-} , cu diametre mai mari, aranjamentul acestora trebuind să corespundă unei împachetări cît mai compacte.

În fig. XI.1.a, dăm un model de împachetare compactă bidimensională (într-un singur strat) a ionilor de oxigen, O^{2-} ;

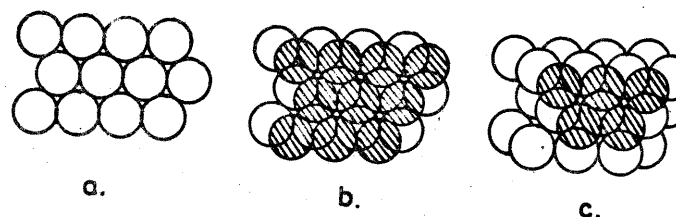


Fig. XI.1

Așezînd deasupra acestui strat de O^{2-} , un al doilea în condiții de densitate maximă, ioni se vor dispune în pozițiile marcate hășurat în figura XI.1.b. Pentru așezarea celui de al treilea strat peste stratul al doilea, există două va-

riante posibile: ca în fig.XI.1.c în care ioni "sferici" de O^{2-} , pot fi așezați exact deasupra sferelor din primul strat sau ca în fig.XI.1.d în care ioni O^{2-} ocupă spațiile dintre sferele stratului al doilea. Primul aranjament corespunde celui al unei rețele hexagonal compacte (h.c.p.), iar al doilea, unei rețele cubice cu fețe centrate (c.f.c).

În rețeaua cubică există două tipuri de poziții pe care le pot ocupa ioni M^{n+} în raport cu ioni O^{2-} . Distingem în fig. XI.2.a poziții de tip A în care ionul de M^{2+} este înconjurat de 4 ioni O^{2-} situați în vârful unui tetraedru, iar în fig. XI.2.b distingem poziții de tip B în care ionul metalic este înconjurat de 6 ioni vecini de O^{2-} situați în vîrfurile unui octaedru (cercuri albe).

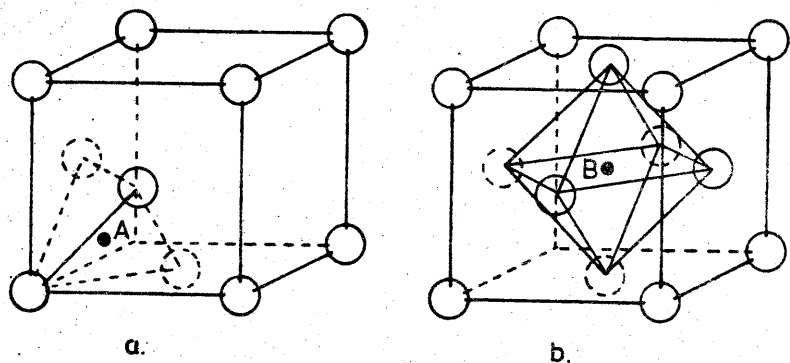


Fig. XI.2

Ioni metalici din cristal, situați în pozițiile tetraedrale A formează o subrețea A iar ioni metalici situați în pozițiile octaedrale B formează o subrețea B. Dimensiunile golurilor dintre ioni O^{2-} sînt de regulă mai mici decît dimensiunile ionilor metalici M^{n+} astfel încît, în oxizii reali, ioni de

oxigen sînt deplasați mai mult sau mai puțin față de pozițiile teoretice corespunzătoare unei împachetări de maximă densitate (indicate de exemplu în fig. XI.1).

Dacă ioni metalici M^{n+} sînt magnetici, interacțiunile de schimb electronic dintre ei au loc indirect, prin intermediul ionului de oxigen. Aceste interacțiuni de superschimb pot antrena cu probabilitate mare orientări antiferomagnetice (antiparalele) ale spinilor ionilor M^{n+} cînd aceștia sînt situați pe aceeași linie cu atomul de oxigen (fig. XI.3 unghiul α fiind apropiat de 180°) sau orientări feromagnetice (paralele) ale spinilor ionilor M^{n+} dacă direcțiile de interacțiune ale acestora cu ionul O^{2-} formează unghiuri apropiate de 90° .

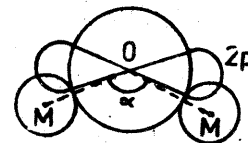


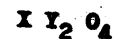
Fig. XI.3

Marea varietate de aranjare a ionilor metalici care populează interstițiile dintre ioni O^{2-} antrenează astfel o mare varietate de interacțiuni magnetice și implicit o varietate corespunzătoare de comportări magnetice ale oxizilor magnetici.

11.1.2. Structura oxizilor ferimagnetici de tip Spinel

Reprezentanții tipici ai oxizilor ferimagnetici cu structură de spinel sînt compuși cristalini numiți ferite cu formula moleculară generală

(11.1)



în care X reprezintă unul dintre ioni divalenți Mn^{2+} , Fe^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , Cu^{2+} , Zn^{2+} sau Mg^{2+} iar Y unul dintre ioni trivalenți Mn^{3+} , Fe^{3+} , Co^{3+} , Al^{3+} , Ga^{3+} . Sînt posibile și alte substituții care constau în înlocuirea ionului de O^{2-} din formula generală, cu ion de sulf S^{2-} , sau de seleniu Se^{2-} sau cu un alt metaloid divalent (Si, Te, etc.).

În structura spinelică tipică (de ex. cea a mineralului Al_2MgO_4), ioni de oxigen O^{2-} formează o rețea cubică cu fețe centrate (c.f.c). Celula de bază conține 8 "molecule" de XY_2O_4 , formînd un cub cu latura a (constanta rețelei). În acest fel celula conține 32 ioni de oxigen și 24 ioni metalici (X^{2+} și Y^{3+}). Pentru a sugera imaginea acestei structuri, divizăm această celulă cubică în opt cuburi mici de latură $a/2$ (fig. XI.4) care, după aranjamentul lor, reprezentat hașurat, sînt de două tipuri. Ioni de oxigen formează o înlanțuire de tetraedri, fiecare cub mic conținînd un tetraedru: ei sînt situați pe diagonalele acestor cuburi la egală distanță de centru și de un vîrf ca în fig. XI.5.

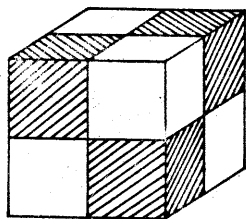


Fig. XI.4

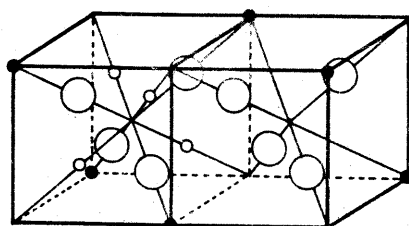
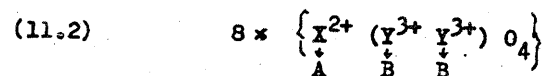


Fig. XI.5

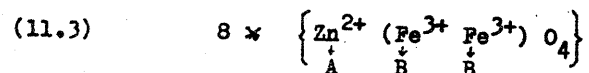
În acest aranjament există două feluri de poziții interstițiale: poziții octoedrice (B), avînd ca vecini 6 ioni de O^{2-} , și poziții tetraedrice (A), avînd ca vecini 4 ioni de O^{2-} . În total sînt 32 poziții octoedrice (B) și 64 poziții tetraedrice (A) din care numai 8 poziții A, și 16 poziții B sînt ocupate de ioni metalici.

Formula generală a feritelor nu implică și repartiția ionilor metalici între cele două subrețele A și B. Aceasta depinde de mai mulți factori: diametrul ionilor, structura lor electronică, energia electrostatică.

În structura de spinel normal, ca cea a compusului $ZnFe_2O_4$, ioni metalici divalenți Zn^{2+} ocupă cele 8 poziții tetraedrice iar ioni trivalenți Fe^{3+} ocupă cele 8 poziții octoedrice. Această repartiție poate fi descrisă sugestiv pentru celula de spinel normal, în felul următor:



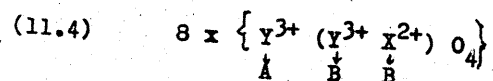
respectiv pentru $ZnFe_2O_4$



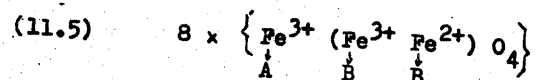
O astfel de situație, în care ioni metalici cu sarcini pozitive mai mici sînt înconjurați de 4 ioni de O^{2-} în timp ce ioni metalici cu sarcini pozitive mai mari sînt înconjurați de 6 ioni O^{2-} corespunde unei energii electrostatice minime.

În mod obișnuit feritele puternic magnetice au o structură de spinel invers ca de exemplu cea a compusului Fe_3O_4 numit magnetit. În această structură 8 ioni divalenți X^{2+} ocupă 8 din cele 16 poziții octoedrice iar 16 ioni trivalenți Y^{3+} ocupă în număr egal pozițiile tetraedrice și restul pozițiilor

octoedrice. Această repartitie în celula de spinel invers poate fi formulată astfel:

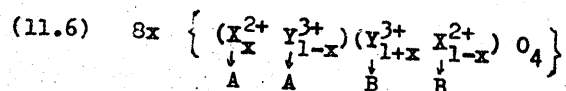


respectiv pentru magnetit,

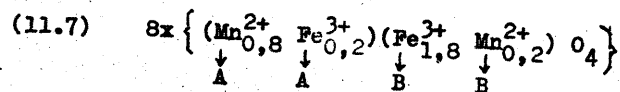


În mod obișnuit ionii divalenți au o rază ionică mai mare decât cea a ionilor trivalenți.

Având în vedere faptul că volumul interstițiilor tetraedrale este mai mic decât volumul interstițiilor octoedrale, probabilitatea de ocupare a subrețelelor A de către ionii mai mari (divalenți) este mai mică astfel încât, sub acest aspect, structura de spinel inversă este favorizată. Structurile de spinel normal și de spinel invers sînt însă cazuri extreme. În mod frecvent distribuția ionilor metalici între cele două subrețele ale celulei are loc după formula următoare



în care parametrul x se numește parametrul de inversie. Aceste ferite se numesc adesea ferite mixte. Ferita de mangan are o astfel de structură intermediară în care 80 % din ionii divalenți Mn^{2+} se situează în subrețeaua A iar 20 % în B. Formula acestei repartitii este următoarea:



Gradul de inversie x , depinde sensibil de tratamentul termic.

Probabilitatea de repartitie a ionilor metalici în subrețelele A și B este în relație directă cu volumul ionilor metalici comparativ cu volumul interstițiilor A și B.

În structura de spinel, fiecare dintre cele 8 cuburi din celula elementară conține 4 ioni O^{2-} . Dacă se notează cu D , diametrul ionului O^{2-} și cu a constanta rețelei, se poate determina imediat că diametrele d_A și d_B ale sferelor care încap în golurile tetraedrice și octoedrice (sfere tangente la ionii O^{2-}) sînt respectiv:

$$(11.8) \quad d_A = \frac{\sqrt{3}}{4} a - D$$

$$d_B = \frac{1}{2} a - D$$

Cu valorile cunoscute $D = 2 \times 1,33 \text{ \AA} = 2,66 \text{ \AA}$ și $a = 8,50 \text{ \AA}$, formulele (11.8) dau $d_A = 1,04 \text{ \AA}$ și $d_B = 1,62 \text{ \AA}$. Rezultă că diametrul d_A al golului sferic corespunzător pozițiilor A este mic în comparație cu diametrul ionilor metalici care, în mod obișnuit este cuprins între 1,2 și 1,6 Å. Deci, introducerea ionului metalic în golurile A implică o deplasare a ionilor O^{2-} înconjurători față de pozițiile corespunzătoare rețelei ideale. Această deplasare a ionilor O^{2-} este caracterizată de parametrul δ a cărui semnificație rezultă din fig. XI.6.

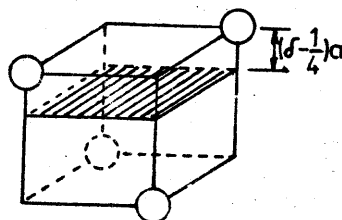


Fig. XI.6

Dacă ionii O^{2-} se află în pozițiile normale, valoarea acestui parametru este $\delta = \frac{3}{8} = 0,375$, în timp ce în feritele reale $\delta = 0,380 - 0,385$. Luând în considerație parametrul δ , ecuațiile (11.8) capătă forma următoare:

$$(11.9) \quad d_A = (2\delta - \frac{1}{2})a\sqrt{3} - D$$

$$d_B = (\frac{5}{4} - 2\delta)a - D$$

Aceste formule dau pentru $\delta = 0,385$ valorile: $d_A = 1,31 \text{ \AA}$ și $d_B = 1,44 \text{ \AA}$, care indică dimensiuni acceptabile ale golurilor A și B pentru repartitia ionilor metalici în ambele subrețele.

11.2. Proprietățile magnetice ale ferimagneticilor spinelici

11.2.1. Structura magnetică. Magnetizația de saturatie

În condițiile descrise în paragraful precedent sînt posibile numeroase modalități de aranjare a ionilor metalici în raport cu ionul O^{2-} și, în consecință, mărimea și semnul interacțiunilor de superschimb depind de poziția relativă a acestor ioni. În fig. XI.7 dăm exemplu de configurații ionice în rețeaua de tip spinel (Smit I., Wijn H.P.J. 1959), participante la interacțiunile de superschimb dintre ioni din subrețelele A și B.

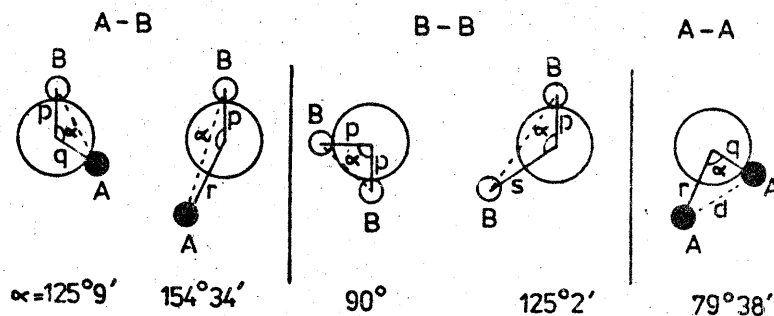
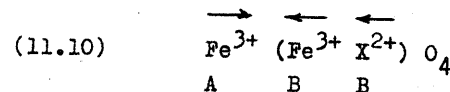


Fig. XI.7

În general configurațiile A-O-B se caracterizează printr-un unghi α mai apropiat de 180° decît B-O-B sau A-O-A, fapt care favorizează prezența unor interacțiuni de schimb negative mai

puternice între subrețelele A și B, conducînd la orientări antiparalele ale spinilor din subrețeaua A în raport cu B.

De exemplu o astfel de ordonare antiparalelă poate fi descrisă simbolic sub forma următoare, în cazul feritelor de spinel invers în care pozițiile A sînt ocupate de ionii Fe^{3+} în pozițiile B de ionii X^{2+} și de restul ionilor Fe^{3+} .



Momentul magnetic al ionului Fe^{3+} ($3d^5$) este egal cu $5 \mu_B$ (aici μ_B este magnetonul Bohr-Procopiu).

Considerînd că ionul metalic divalent X^{2+} posedă momentul magnetic $n \mu_B$, momentul magnetic de saturație per moleculă, corespunzător feritei de tipul (11.10) la 0 K este rezultanta momentelor celor două subrețele antiparalele.

$$(11.11) \quad m = \{(5 + n) - 5\} \mu_B = n \mu_B$$

Este evident că momentele spinilor Fe^{3+} se compensează între ele rămînînd numai momentul magnetic al ionului X^{2+} . În seria ionilor divalenti $X^{2+} = Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn$, învelișul $3d$ conține succesiv, 5, 6, 7, 8, 9, 10 electroni a căror orientare se modifică de la un ion la următorul (în conformitate cu regula lui Hund cum indică sensul săgeților din fig. XI.8), numărul n de spini necompensați fiind succesiv 5, 4, 3, 2, 1, 0. Cu aceste valori ale lui n , rezultă, în virtutea formulei (11.11), că momentul magnetic molecular m al feritelor în chestiune $Fe^{3+}(Fe^{3+} X^{2+})O_4$, se micșorează succesiv de la $5 \mu_B$ pentru ferite de Mn la zero pentru ferite de Zn, valorile calculate corespund dreptei din fig. XI.8. În realitate valorile m determinate experimental pentru aceste ferite cad în apropierea acestei

drepte, de regulă deasupra acesteia exceptînd ferita de Mn.

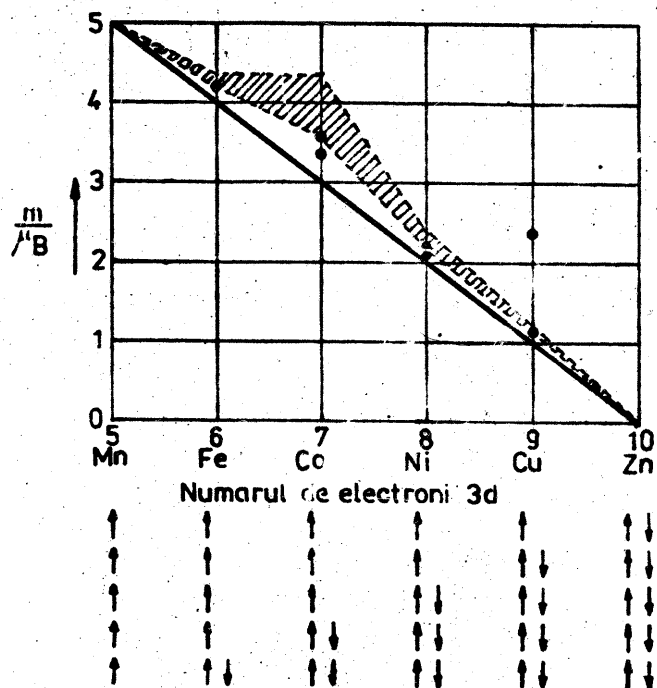


Fig. XI.8

Abaterile punctelor experimentale de la linia teoretică a fost atribuită fie abaterilor de la distribuția ideală a ionilor metalici în rețeaua spinelului invers, fie contribuției momentelor orbitale (aria hăgurată). În cazul feritei de spinel invers de $MnFe_2O_4$, pentru care măsurările dau un moment rezultat de $4,6 \mu_B$, mai mic decît cel calculat ($5 \mu_B$), abaterea de la valoarea teoretică nu poate fi explicată pe seama modificării distribuției ionilor metalici față de distribuția ideală deoarece ambii, Mn^{2+} și Fe^{3+} au același moment magnetic ($5 \mu_B$). Difrakția de neutroni indică prezența a 80 % de ioni Mn^{2+} în

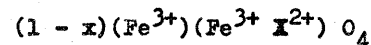
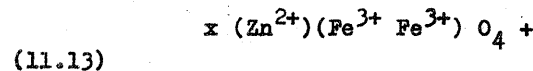
pozițiile de spinel normal, iar restul de 20 % în pozițiile de spinel invers. Această constatare sugerează următoarea explicație pentru valoarea momentului rezultat de $4,6 \mu_B$: ioni de Mn^{2+} din pozițiile B devin ioni de Mn^{3+} după ce electronii eliberați trec pe o parte din ioni Fe^{3+} transformîndu-i în Fe^{2+} . În consecință ioni de Mn^{3+} și de Fe^{2+} astfel formați, au configurațiile electronice $3d^4$ și $3d^6$ și același moment magnetic de $4 \mu_B$. Dacă pentru spinelul normal care în ferita dată constituie 80 % se ia $5 \mu_B$ iar pentru restul de 20 % care constituie ferita de spinel invers se ia $(4+4)\mu_B - 5\mu_B = 3 \mu_B$, momentul rezultat capătă valoarea:

$$(11.12) \quad m = (0,8 \cdot 5 + 0,2 \cdot 3) \mu_B = 4,6 \mu_B,$$

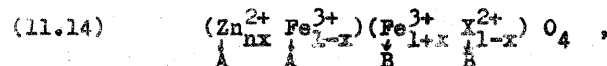
care concordă cu valoarea determinată experimental.

S-ar părea (cf. fig. XI.8) că momentul magnetic molecular al feritelor de spinel invers nu poate fi mai mare decît $5 \mu_B$.

Există totuși posibilitatea ca acest moment să fie mai mare decît $5 \mu_B$ în cazul feritelor mixte. De exemplu dacă se amestecă o ferită de spinel normal ca $ZnFe_2O_4$ (care are moment magnetic nul) cu o ferită de spinel invers $Fe^{3+}(Fe^{3+} X^{2+})O_4$, în proporția $x/(1-x)$, respectiv,



un număr de x ioni de Zn^{2+} vor ocupa pozițiile A obligînd un număr egal de ioni Fe^{3+} să plece din pozițiile A în pozițiile B, obținîndu-se astfel următoarea ferită mixtă



al cărei moment magnetic per moleculă este

$$(11.15) \quad m = \underbrace{5(1+x)}_B + \underbrace{n(1-x)}_A \mu_B - \underbrace{5(1-x)}_A \mu_B = [n + (10-n)x] \mu_B$$

Rezultă astfel că, teoretic, magnetizarea feritei va trebui să crească liniar cu creșterea conținutului de Zn, tinzând către $10 \mu_B$ când $x \rightarrow 1$. Experimentele conduc însă la concluzia că, pentru concentrații de Zn mari, relația (11.15) nu este satisfăcută, momentul magnetic începe să se micșoreze așa cum se vede în fig. XI.9 după E.W.Gorter (1954).

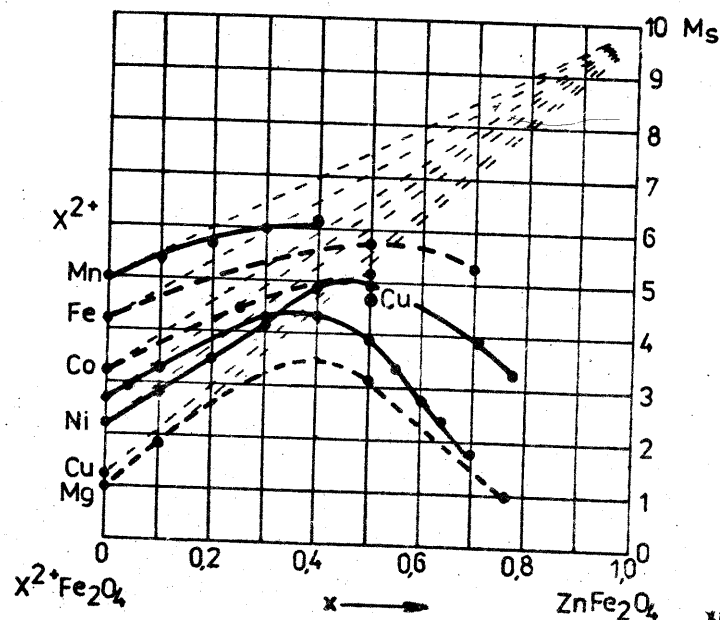


Fig. XI.9

Yafet și Kittel (1952) interpretează acest efect ca fiind datorat formării unor configurații de spin triunghiulare: ca urmare a diluării subrețelei A cu ioni de zinc (nemagnetici) interacțiunile A-B slăbesc iar interacțiunile B-B încep să domine, făcând posibilă astfel apariția unor configurații

de spin necoliniare. Pe de altă parte Ishikawa (1962) atribuie această micșorare a momentului apariției unor "olastere" de spin a căror interacțiune de schimb este diminuată tot mai mult de prezența ionilor înconjurători de Zn^{2+} nemagnetici, fapt care favorizează comportarea superparamagnetică și deci diminuarea magnetismului remanent (spontan) al acestor ferite mixte.

11.2.2. Variația termică a magnetizației spontane și a susceptibilității

Datorită faptului că magnetizația fiecăreia dintre cele două subrețele diferă în funcție de natura și de numărul ionilor metalici și datorită varietății interacțiunilor de schimb dintre acești ioni, alura variației termice a magnetizației spontane rezultante poate să fie extrem de diferită de la o ferită la alta. Fig.XI.10 indică, după Néel, alura tipică a diverselor curbe de dispariție a magnetizației spontane cu creșterea temperaturii, în cazul substanțelor ferimagnetice. Particularitățile esențiale constau în faptul că pe măsură ce temperatura crește, se poate inversa nu numai semnul variației magnetizației spontane dar, în unele cazuri, chiar magnetizația spontană însăși poate să se inverseze cu creșterea temperaturii. De exemplu, dacă pentru $T = 0 \text{ K}$ magnetizația spontană rezultantă este $M_S > 0$ respectiv $M_A > M_B$ și admitînd că ordonarea magnetică a spinilor din subrețeaua A dispăre mai repede cu temperatura decît în subrețeaua B, rezultă că va exista o temperatură T_c de compensare la care raportul dintre magnetizațiile subrețelilor devine $M_A < M_B$ și deci $M_S < 0$.

În unele cazuri panta la origine a curbelor de variație termică a magnetizației spontane este pozitivă (curbe de

tip M, fig.XI.10), în alte cazuri panta este nulă cu variație normală a M_s în funcție de T (curba Q) sau cu variație mai în-
tîi pozitivă apoi negativă a M_s (curba P).

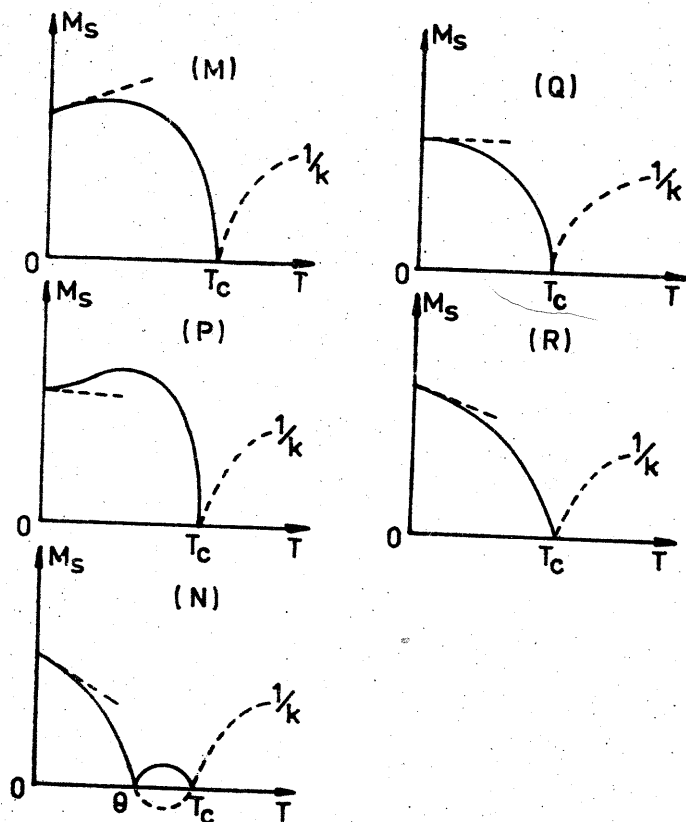


Fig. XI.10

Alteori panta este negativă la origine, (cubele R) iar mag-
netizarea spontană prezintă temperaturi de compensare θ_c
(curba N și N'). În toate cazurile variația termică a suscepti-
bilității magnetice în domeniul temperaturilor mai mari decît
punctul Curie T_c (domeniul paramagnetismului) prezintă o alură
tipică pentru ferimagnetici și anume: inversul susceptibilității

$1/k$ în funcție de T are o alură hiperbolică, figurată punctat
în figura XI.10.

În cazul feritelor spinelice se întîlnește frecvent
curbe de tipul R. În unele cazuri ca de exemplu în cel al feri-
telor de Li-Cr, $(Li_{0.5}Fe_{2.5-x}Cr_xO_4)$ odată cu creșterea raportului
 x de la zero la 1,7 curbele de tip R trec progresiv în curbe
de tip N ca în fig.XI.11 (după E.W.Gorter, 1954).

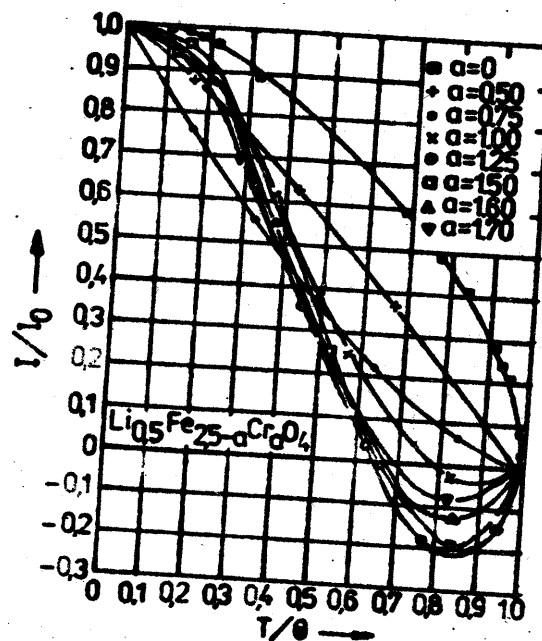


Fig. XI.11

Fenomene asemănătoare au fost observate și în cazul feritelor
de Ni-Al. Curba de tipul P au fost observate de Gorter la
feritele Ni-Mn-Ti și Mn-Fe-Cr.

Distingem următoarele proprietăți magnetice specifice diferi-
telor tipuri de ferite spinelice:

Feritele de Mn au magnetizația de saturație cea mai mare

(printre feritele spinelice) și totodată au punctul Curie ridicat. Prin amestec cu feritele de Zn, magnetizația de saturație poate fi încă mărită, așa cum rezultă și din fig. XI.9. Totuși datorită faptului că la feritele de Mn-Zn rezistivitatea electrică este mică, acest material nu poate fi utilizat ca miez magnetic în bobine decât în domeniul frecvențelor relativ joase.

Ferita de Fe sau Fe_3O_4 numită magnetită, posedă următoarele proprietăți: Punctul Curie $T_c = 850 \text{ K}$, magnetizația de saturație la 0 K este $M_s = 5,14 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ respectiv magnetizația specifică de saturație $\sigma = 98,2 \text{ Am}^2/\text{kg}$; constanta rețelei $a = 8,394 \cdot 10^{-10} \text{ m}$. Fiind o ferită de spinel invers $\text{Fe}^{3+}(\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+})\text{O}_4$, și ținând seama de faptul că ionul Fe^{2+} posedă momentul magnetic $4 \mu_B$ iar ionul de Fe^{3+} $5 \mu_B$, formula (11.11) dă momentul magnetic per moleculă $m = 4 \mu_B$ în timp ce experimental dă $m = 4,1 \mu_B$ (fig. XI.8). Magnetizația de saturație M_s a magnetitei poate fi calculată, raportînd momentul magnetic $m = 4 \mu_B$ la volumul celulei elementare $V = a^3$ care conține 8 molecule $M_s = 8m/a^3 = 32 \mu_B/a^3 = 5 \cdot 10^5 \text{ A/m}$. Această valoare concordă rezonabil cu datele experienței și ea constituie, alături de rezultatele difracției de neutroni (Shull ș.a. 1951), o confirmare a justetei modelului de ferimagnetic cu două subrețele A și B cu momente antiparalele și inegale, propus de Néel pentru explicația magnetizației de saturație a magnetitei. Direcția de ușoară magnetizare este axa $[111]$, iar constanta de anizotropie K_1 , care la temperatura ambiantă este negativă ($K_1 = -1,35 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$), prezintă o variație termică anomală (Bickford L.R, ș.a. 1955) schimbîndu-și semnul la temperatura de 125 K .

Feritele de Co au momentul magnetic de saturație $3,94 \mu_B$; acesta depășește sensibil valoarea calculată $3 \mu_B$ pentru

ferita de spinel invers. Această diferență este în relație directă cu intervenția momentului orbital care condiționează o anizotropie magnetică extrem de mare.

În feritele de Ni, ionii de nichel capătă numai valența egală cu doi, motiv pentru care trecerea electronilor în pozițiile B nu are loc. Ca urmare rezistivitatea electrică poate să atingă valori mari. Feritele de Ni-Zn sînt larg utilizate în special în domeniul frecvențelor înalte ca miezuri magnetice.

Oxidul de fier $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ numit maghemit, are o structură cristalină de spinel invers care conține poziții vacante. Distribuția ionilor în cele două subrețele se supune formulei următoare

$$(11.14) \quad 8x \left\{ \underset{\substack{\downarrow \\ A}}{\text{Fe}^{3+}} (\underset{\substack{\downarrow \\ B}}{\text{Fe}^{3+}}_{5/3}, \underset{\substack{\downarrow \\ B}}{V_{1/3}} \right\} \text{O}_3 \}$$

în care V reprezintă pozițiile vacante din subrețeaua B. Efectiv $1/9$ din numărul pozițiilor ocupate de ionii de Fe sînt vacante și acestea sînt localizate cu precădere în pozițiile octaedrale. Momentul magnetic per atom de fier măsurat este $1,18 \mu_B$ și concordă rezonabil cu valoarea calculată în condițiile distribuției descrise mai înainte. Constanta rețelei maghemitei este $a = 8,350 \cdot 10^{-10} \text{ m}$. Această ferită este folosită ca material pentru înregistrare magnetică pe benzi flexibile.

Dacă se înlocuiesc în feritele spinelice ionii de Fe^{3+} cu Cr^{3+} se obțin oxizi numiți cromiți a căror formulă generală este $\text{X}^{2+}\text{Cr}_2^{3+}\text{O}_4$. În această formulă X^{2+} reprezintă ioni divalenți ai metalelor Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn etc. În majoritatea cazurilor ionii Cr^{3+} ocupă pozițiile B formînd spineli normali. Notînd cu $n \mu_B$ momentul magnetic al ionilor X^{2+} care ocupă pozițiile A și cu $6 \mu_B$ momentul magnetic al celor doi ioni Cr^{3+} din pozițiile B se obține următoarea formulă pentru momentul magnetic de saturație

la 0 K per moleculă

$$(11.15) \quad m = (6 - n) \mu_B$$

Această formulă nu este însă satisfăcută în multe cazuri datorită apariției unei ordonări sub formă de spirală conică a momentelor magnetice la temperaturi joase.

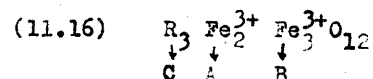
Prin înlocuirea ionilor de Fe^{3+} din feritele spinelice cu ioni de Mn^{3+} se obțin oxizi numiți manganiti cu formula generală $X^{2+}Mn^{3+}_2O_4$. Momentele magnetice calculate pentru aceste ferite sînt mai mici decît cele măsurate. Se presupune că în majoritatea cazurilor se realizează o ordonare necoliniară a spinilor.

În fine există o categorie de oxizi numiți cobaltiți obținuți prin înlocuirea ionilor de Fe^{3+} din feritele spinelice cu ioni de Co^{3+} . Aceste ferite au formula generală $X^{2+}Co^{3+}_2O_4$. Pentru $X^{2+} = Mn, Fe, Ni$ temperaturile Curie sînt respectiv $T_C = 170, 450, \text{ și } 350 \text{ K}$, iar momentele magnetice de saturație per moleculă sînt slabe $0,1 : 1,0$ și $1,5 \mu_B$.

11.3. Proprietățile magnetice ale oxizilor cu structură de granat

Granații constituie o categorie de oxizi ferimagnetici a căror formulă generală este $3RO_3 \cdot 5Fe_2^{3+}O_3$, în care R reprezintă unul dintre ioni trivalenți de pămînturi rare ca Y, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu. Acești compuși ferimagnetici, descoperiți la Grenoble, de Bertaut, Forrat și Pauthenet (1956), au o structură cristalină cubică, foarte complexă. În celula elementară, care conține 160 atomi, anionii O^{2-} ocupă 96 de poziții, ioni Fe^{3+} ocupă 24 poziții tetraedrale (A) și 16 poziții octoedrale (B) iar ioni R^{3+} sînt distribuiți în 24 poziții dodeca-

edrale (c). Raza acestor ioni R^{3+} fiind $1,3 \text{ \AA}$, comparabilă cu raza ionilor O^{2-} , introducerea lor în pozițiile dodecaedrale, provoacă o deplasare sensibilă a ionilor O^{2-} de la pozițiile corespunzătoare unei rețele normale. Predominante sînt interacțiunile antiferomagnetice de superschimb, A-O-B unghiul de legătură fiind $125,8^\circ$. Următoarea interacțiune ca mărime este A-O-C, unghiul fiind $122,2^\circ$. Interacțiunea B-C este mai slabă unghiul fiind aproape 100° . Ca rezultat al acestor interacțiuni momentele magnetice ale subrețelelor C și B sînt paralele iar cele ale subrețelelor C și A sînt antiparalele. În aceste condiții momentul magnetic resultant al fero-granaților cu pămînturi rare la 0 K este dat de formula:



(în care $R = Gd^{3+}, Eu^{3+}$ și alte pămînturi rare), potrivit căreia numărul de magnetoni Bohr este

$$(11.17) \quad n_0 = [(n_A - n_B) - n_C] = [n_{Fe} - 3n_R]$$

Dacă $R_2 = Gd^{3+}$ rezultă că $n_0 = 16 \mu_B$.

Momentul magnetic al ionilor R^{3+} este relativ mare în mod obișnuit, iar magnetizarea de saturație a fero-granaților la 0 K coincide ca sens cu momentul R^{3+} . Totuși, întrucît interacțiunea C-C (respectiv $R^{3+} - R^{3+}$) este slabă și acești ioni se comportă ca paramagnetici în câmpul molecular al ionilor de fier, pe măsură ce temperatura crește, magnetizația subrețelei C (pămînturi rare) se micșorează brusc și adesea se observă variații termice ale magnetizației spontane de tipul N. Fig. XI.12 dă variația termică a momentului de saturație în magnetoni Bohr, determinată de Pauthenet (1958) pentru granații cu pămînturi rare,

cu formula $3R_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$. La toți acești granați temperatura Curie este practic aceeași fapt care sugerează că la acești granați predomină interacțiunea de superschimb dintre ionii Fe^{3+} - Fe^{3+} .

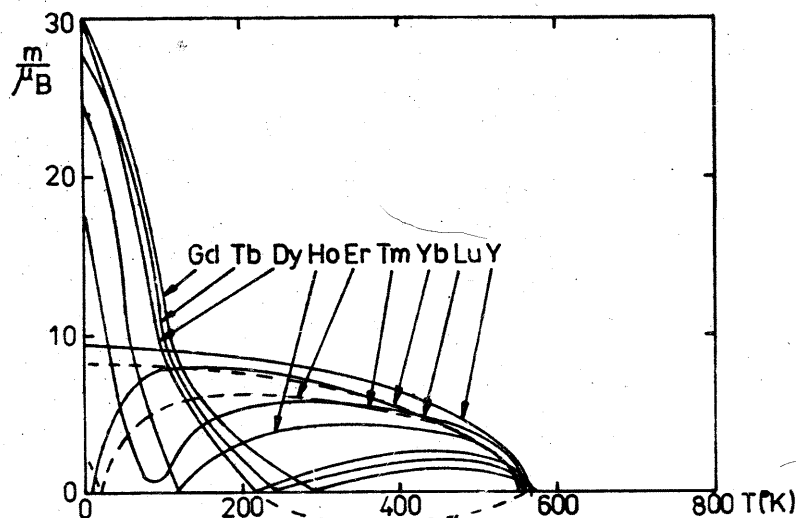


Fig. XI.12

Aceste proprietăți magnetice au fost interpretate de Néel pe baza unui model simplu: Se consideră magnetizația rezultantă a subrețelelor A și B ca fiind M_{Fe} iar magnetizația corespunzătoare ionilor R^{3+} din subrețeaua C egală cu M_R ; ultima va fi datorată atât câmpului magnetic exterior H cât și câmpului molecular proporțional cu magnetizația M_{Fe} , respectiv,

$$(11.18) \quad M_R = k(H + WM_{Fe})$$

în care k este susceptibilitatea magnetică iar W constanta câmpului molecular. În consecință magnetizația totală a granatului este:

$$(11.19) \quad M = M_{Fe} + M_R = M_{Fe} + k(H + WM_{Fe}) = M_{Fe}(1 + kW) + kH$$

Primul termen reprezintă magnetizația spontană. Anularea magnetizației de saturație în acest model are loc fie pentru

$$(11.20) \quad M_{Fe} = 0$$

adică în cazul paramagnetismului ($T > T_C$), fie pentru

$$(11.21) \quad 1 + kW = 0 \quad \text{sau} \quad k = -\frac{1}{W}$$

Dacă se consideră ionii R^{3+} paramagnetici, susceptibilitatea din formula (11.21) se va micșora cu creșterea temperaturii și, în punctul în care ea este egală cu $-(1/W)$ (mărime pozitivă deoarece $W > 0$) magnetizația spontană dispare. Acest punct se numește temperatura de compensație Θ_C . În Fig. XI.12 se observă că Θ_C se micșorează pe măsura creșterii numărului de electroni $4f$ la $R = Gd, Tb, Dy$. O astfel de variație este în relație directă cu micșorarea monotonă a spinului S al învelișului electronic în această ordine a elementelor R .

Avînd în vedere faptul că interacțiunea de schimb indirectă se realizează între acești spini S , câmpul molecular și deci coeficientul W și totodată temperatura de compensare Θ_C se vor micșora în aceeași ordine. Deoarece oxizii de tip granat conțin ioni trivalenți de Fe^{3+} iar ionii divalenți lipsesc în general, mai pot avea loc salturi de electroni, și, ca urmare, rezistivitatea electrică și pierderile magnetice la frecvențe înalte sînt mici. Acești compuși își găsesc largi aplicații în tehnica frecvențelor înalte. Dacă se decupează foite subțiri de granați acestea sînt transparente în domeniul vizibil și permit observarea domeniilor magnetice folosindu-se efectul Faraday.

În granați pot fi introduși simultan diferiți ioni

de pământuri rare, iar ionii de Fe^{3+} să fie înlocuiți cu Al^{3+} sau Ga^{3+} . Se obțin astfel structuri de granați ferimagnetici numiți alumiinați respectiv gallați, în care singurii ioni magnetici sînt ionii de pământuri rare.

Pe de altă parte, s-a reușit să se introducă în pozițiile 24 c și 16 a ioni de Ca^{2+} și Mg^{2+} împreună cu cantități egale de ioni tetravalenți de Si^{4+} și Ge^{4+} în pozițiile 24 d, pentru a se realiza compensarea electrică (Geller, S. 1967). În acest mod, reglînd compoziția granatului pot fi obținute valori dorite pentru temperatura de compensare, magnetizația de saturație, anizotropia magnetică, factorul g, și pentru constanta rețelei. Această tehnică este adesea folosită pentru obținerea unor materiale mai perfecționate cu structuri de domenii magnetice cilindrice.

11.4. Alte tipuri de substanțe ferimagnetice

Există o substanță naturală cristalizată, cu formula Fe_7S_8 numită pyrrhotin. Ea poate fi considerată ca o sulfură de fier Fe_8S_8 în care lipsește un atom de Fe la opt. Ca urmare a acestor lacune avem de a face cu două subrețele de atomi de Fe și astfel apare ferimagnetismul.

Magneto-plumbiții sînt substanțe uniaxe cu formula $\text{AO}_6\text{B}_2\text{O}_3$ sau $\text{AB}_{12}\text{O}_{19}$ în care A este un metal divalent, (Ba, Sr, Pb) și B un metal trivalent (Al, Ga, Cr, Fe). Printre aceste substanțe menționăm BaO , $6\text{Fe}_2\text{O}_3$ compus numit adesea ferită de Ba sau feroxidură. Acesta este utilizat sub formă de pulbere comprimată în magnetii permanenți.

C A P I T O L U L X I I

TEORIA FERIMAGNETISMULUI

12.1. Ferimagnetismul în aproximația cîmpului molecular

Proprietățile magnetice ale diferitelor clase de substanțe ferimagnetice, ferite, granați, oricît de variate sînt ele, prezintă unele trăsături comune care pot fi interpretate calitativ în cadrul unei teorii generale, luînd ca bază modelul de ferimagnetic cu două subrețele. În linii generale, teoria ferimagnetismului poate fi dezvoltată în maniera în care s-a procedat în cazul substanțelor antiferomagnetice cu două subrețele (cap. IX. § 9.1). Deosebirea esențială constă în faptul că în cazul antiferomagneticeilor purtătorii momentelor magnetice sînt asemănători și în același număr în ambele subrețele și astfel cele două subrețele sînt echivalente din punct de vedere cristalografic, în timp ce, în cazul ferimagneticilor acești purtători sînt diferiți și în număr inegal pe cele două subrețele care nu mai sînt cristalografic echivalente. În ambele cazuri interacțiunile dintre cele două sub-rețele sînt negative fapt care condiționează antiparalelismul momentelor magnetice la temperaturi coborîte. Antiferomagnetismul apare astfel ca un caz particular al ferimagnetismului. Efectiv un antiferomagnetic este un "ferimagnetic compensat". Considerăm deci un solid ferimagnetic în care atomii magnetici sînt situați în cele două subrețele A și B. Notăm cu N_A și N_B numărul de atomi A și

B pe unitatea de volum și cu \vec{M}_A și \vec{M}_B momentele magnetice atomice respective. Celor două subrețele le corespund magnetizațiile macroscopice \vec{M}_A și \vec{M}_B :

$$(12.1) \quad \vec{M}_A = N_A \vec{M}_A \quad \text{și} \quad \vec{M}_B = N_B \vec{M}_B$$

Ca și în cazul antiferomagnetice, interacțiunile dintre subrețelele A și B sînt negative, implicînd un coeficient de cîmp molecular negativ pe care îl notăm cu W. Vom lua în considerație și interacțiunile din interiorul fiecărei subrețele notînd cu W_A și cu W_B coeficienții cîmpului molecular pentru interacțiunile de tip A-A și respectiv B-B. Acești coeficienți pot să fie pozitivi sau negativi după cum interacțiunile sînt de tip feromagnetic sau antiferomagnetic. În aceste condiții expresiile cîmpurilor efective care acționează asupra unui ion din subrețeaua A și respectiv B sînt:

$$(12.2) \quad \begin{aligned} \vec{h}_A &= \vec{H} - W\vec{M}_B + W_A\vec{M}_A \\ \vec{h}_B &= \vec{H} - W\vec{M}_A + W_B\vec{M}_B \end{aligned}$$

Notînd cu α raportul interacțiunilor A-A și A-B și cu β raportul interacțiunilor B-B și A-B, respectiv,

$$(12.3) \quad \alpha = \frac{W_A}{W}; \quad \beta = \frac{W_B}{W}$$

formulele (12.2) capătă forma următoare:

$$(12.4) \quad \begin{aligned} \vec{h}_A &= \vec{H} - W(\vec{M}_B - \alpha\vec{M}_A) \\ \vec{h}_B &= \vec{H} - W(\vec{M}_A - \beta\vec{M}_B) \end{aligned}$$

12.2. Comportarea ferimagneticilor la temperaturi înalte (faza paramagnetică)

Urmărind același raționament ca în § 9.2, se obțin expresiile magnetizațiilor celor două subrețele, \vec{M}_A și \vec{M}_B în cîmpurile efective \vec{h}_A și \vec{h}_B :

$$(12.5) \quad \begin{aligned} \vec{M}_A &= \frac{C_A}{T} \vec{h}_A = \frac{C_A}{T} [\vec{H} - W\vec{M}_B + \alpha W\vec{M}_A] \\ \vec{M}_B &= \frac{C_B}{T} \vec{h}_B = \frac{C_B}{T} [\vec{H} - W\vec{M}_A + \beta W\vec{M}_B] \end{aligned}$$

În aceste relații C_A și C_B sînt constantele Curie pentru cele două subrețele:

$$(12.6) \quad C_A = \frac{N_A \mu_B^2}{3k_B}; \quad C_B = \frac{N_B \mu_B^2}{3k_B}$$

$$\text{și} \quad \mu_A = g_A \sqrt{J_A(J_A+1)} \mu_B; \quad \mu_B = g_B \sqrt{J_B(J_B+1)} \mu_B.$$

Formulele (12.5) permit să se determine magnetizația totală,

$$(12.7) \quad \vec{M} = \vec{M}_A + \vec{M}_B$$

respectiv, susceptibilitatea magnetică,

$$(12.8) \quad \frac{M}{H} = k = \frac{(C_A + C_B)T - C_A C_B W(2 + \alpha + \beta)}{T^2 - TW(\alpha C_A + \beta C_B) - C_A C_B W^2(1 - \alpha\beta)}$$

Notînd:

$$(12.9) \quad C = C_A + C_B$$

în care C reprezintă constanta lui Curie medie a ansamblului de momente magnetice μ_A și μ_B , se obține pentru inversul susceptibilității $1/k$, din formula (12.8), următoarea expresie de alură hiperbolică:

$$(12.10) \quad \frac{1}{k} = \frac{T}{C} + \frac{1}{k_0} - \frac{A}{T - \Theta} = \frac{T + \Theta_p}{C} - \frac{A}{T - \Theta}$$

în care,

$$(12.11) \quad \Theta = (2 + \alpha + \beta) \frac{WC_A C_B}{C}$$

$$(12.12) \quad \frac{1}{k_0} = W \frac{2C_A C_B - \alpha C_A^2 - \beta C_B^2}{C^2}$$

$$(12.13) \quad A = W^2 \frac{C_A C_B}{C^3} [C_A(1 + \alpha) - C_B(1 + \beta)]^2$$

$$(12.14) \quad \Theta_P = W \frac{2C_A C_B - \alpha C_A^2 - \beta C_B^2}{C}$$

La temperaturi suficient de înalte hiperbola are ca asimptotă dreaptă:

$$(12.15) \quad \frac{1}{k} = \frac{T + \Theta_P}{C}$$

Această dreaptă taie axa temperaturilor într-un punct $T = -\Theta_P$, de abscisă negativă. Această temperatură este numită punct Curie asimptotic. Panta dreptei (12.15) este inversul constantei lui Curie. Ținând seama de formulele (12.6) și (12.9), această constantă se scrie sub forma următoare,

$$(12.16) \quad C = \frac{N_A \mu_A^2 + N_B \mu_B^2}{3k_B},$$

fapt care sugerează posibilitatea determinării valorii medii pătratice a momentului magnetic, din panta dreptei $1/k(T)$ la temperaturi înalte. În acest domeniu al temperaturilor foarte înalte, comportarea ferimagneticilor este asemănătoare celei a antiferomagneticilor. Pe măsură ce temperatura coboară, comportarea ferimagneticilor devine net diferită de cea a antiferomagneticilor.

Efectiv, $1/k$ se micșorează tot mai rapid cu diminuarea temperaturii și curba $1/k = f(T)$ (fig. XII.1) de alură hiperbolică, prezentînd o curbă în sens invers față de cea întîlnită în cazul ferimagneticilor, taie axa temperaturilor într-un punct de abscisă pozitivă. Această temperatură, numită punct Curie de

ordine (care este efectiv o temperatură Néel), separă regiunea paramagnetică ($T > T_C$) de o regiune ($0 < T < T_C$) în care cele două subrețele A și B au o magnetizație nenulă în absența cîmpului magnetic. Prin acest aspect ferimagneticii se aseamănă cu feromagneticii. Această temperatură de ordonare T_C se determină cu ajutorul formulei (12.10) punînd condiția $\frac{1}{k(T_C)} = 0$; se obține astfel:

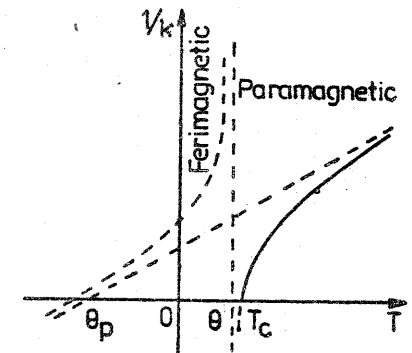


Fig. XII.1

$$(12.17) \quad T_C = \frac{W}{2} \left[\alpha C_A + \beta C_B + \sqrt{4C_A C_B + (\alpha C_A - \beta C_B)^2} \right]$$

Cînd T_C este negativ, materialul este paramagnetic. Dacă interacțiunile magnetice A-A și B-B dintre atomii aceleiași subrețele pot fi considerate neglijabile față de interacțiunile A-B, ($\alpha = \beta = 0$), formulele (12.14) și (12.17) care dau punctul Curie asimptotic Θ_P și punctul Curie de ordine T_C capătă o formă sensibil simplificată:

$$(12.18) \quad \Theta_P = W \frac{2C_A C_B}{C_A + C_B}$$

$$T_C = W \sqrt{C_A C_B} = W \frac{\mu_A \mu_B}{3k_B} \sqrt{N_A N_B}$$

12.3. Comportarea ferimagneticilor la temperaturi joase (sub temperatura de ordonare T_C)

Sub temperatura Curie de ordonare, comportarea ferimagne-

ticilor este extrem de variată. De fapt structura simplă de ferimagnetic cu două subrețele cu momente magnetice antiparalele pe care am considerat-o aici, nu poate să existe în realitate decât numai dacă interacțiunile dintre atomii aceleiași subrețele (AA sau BB) sînt fie de tip feromagnetic fie suficient de slabe pentru a fi neglijabile în raport cu interacțiunile A-B. În această aproximație vom considera mai întîi că $\alpha = \beta = 0$. În acest caz la punctul Curie $T_c = W\sqrt{C_A C_B}$ apar pe cele două subrețele, în absența cîmpului, două magnetizații spontane \vec{M}_A și \vec{M}_B care, în virtutea relațiilor (12.5) se exprimă una în funcție de cealaltă prin relația:

$$(12.19) \quad \vec{M}_A = -\sqrt{\frac{C_A}{C_B}} \vec{M}_B$$

Sub temperatura Curie T_c , aceste două magnetizații spontane, pe care le presupunem dirijate după aceeași direcție (de exemplu direcția Ox), sînt definite de următoarele două ecuații:

$$(12.20) \quad M_A = N_A J_A g_A \mu_B \int_{J_A} (a_A)$$

$$M_B = N_B J_B g_B \mu_B \int_{J_B} (a_B)$$

în care

$$(12.22) \quad a_A = -\frac{J_A g_A \mu_B P_0 h_A}{k_B T}$$

$$a_B = -\frac{J_B g_B \mu_B P_0 h_B}{k_B T}$$

și

$$(12.22) \quad \int_{J_K} (a_K) = \frac{2J_K+1}{2J_K} \text{cth} \frac{2J_K+1}{2J_K} \alpha_K - \frac{1}{2J_K} \text{cth} \frac{\alpha_K}{2J_K}$$

Luînd în considerație valorile lui \vec{h}_A și \vec{h}_B date de formulele (12.4), pentru H exterior nul și pentru $\alpha = \beta = 0$, și utilizînd

notațiile

$$(12.23) \quad m_A = J_A g_A \mu_B \quad m_B = J_B g_B \mu_B$$

expresiile (12.20) pot fi scrise sub forma următoare,

$$M_A = N_A m_A \int_{J_A} \left(-\frac{m_A P_0 W M_B}{k_B T} \right)$$

(12.24)

$$M_B = N_B m_B \int_{J_B} \left(-\frac{m_B P_0 W M_A}{k_B T} \right)$$

Deoarece funcțiile lui Brillouin sînt funcții impare, \vec{M}_A și \vec{M}_B sînt de semne opuse.

La temperaturi foarte joase, funcțiile lui Brillouin tind către valoarea unu, și, în acest caz, M_A și M_B tind către valorile:

$$(12.25) \quad M_A(0) = N_A m_A \quad \text{și} \quad M_B(0) = -N_B m_B$$

Magnetizația rezultantă este

$$(12.26) \quad M = N_A m_A - N_B m_B$$

Alura variației termice a fiecărei magnetizații, $M_A(T)$ și $M_B(T)$ luată separat, calculabilă cu ajutorul relațiilor (12.24), este absolut asemănătoare celei a magnetizației unui feromagnetic (fig. XII.2). Dar variația termică a magnetizației globale $M(T)$ care este diferența magnetizațiilor celor două subrețele (formula 12.26), poate să aibă diferite forme caracteristice, cum sînt cele notate Q, P, N, în (fig. XI. 10) sau cele din fig. XII.2.

Toate aceste curbe au o tangentă paralelă cu axa temperaturilor la zero absolut și tind către zero la punctul Curie T_c .

În cele ce urmează vom examina condițiile în care pot

să existe în aceste structuri diferite. Mai întâi să ne oprim

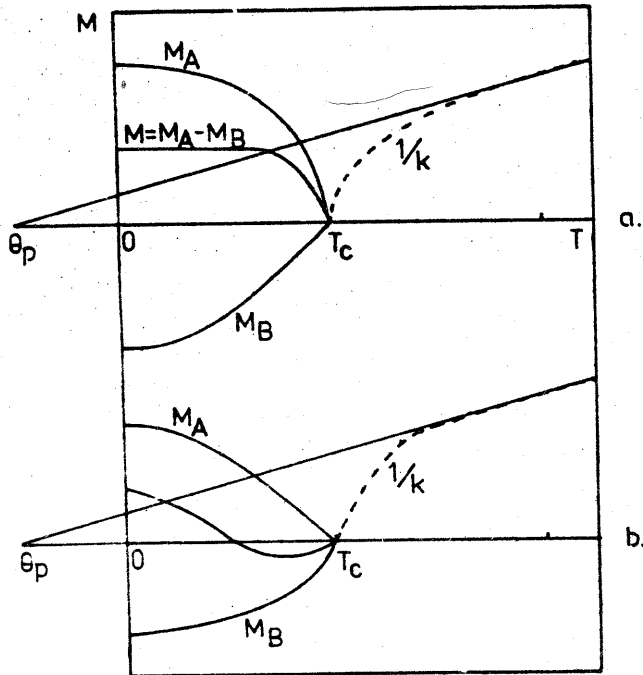


Fig. XII.2

asupra curbelor care prezintă o temperatură de inversare a magnetizării. Pentru a interpreta acest fenomen vom studia mai întâi variația termică a magnetizației spontane în apropierea punctului Curie T_c . Pentru aceasta vom utiliza dezvoltarea în serie a funcției lui Brillouin (12.22), reținând primii doi termeni ai dezvoltării, respectiv,

$$\int_J(a) = \frac{J+1}{3J} a \left(1 - \frac{(J+1)^2 + J^2}{30 J^2} a^2 + \dots \right)$$

Astfel, pentru temperaturi T apropiate de T_c ecuațiile (12.24) pot fi scrise sub forma următoare

$$M_A = - \frac{WC_A}{T} M_B (1 - \alpha_A M_B^2) \quad (12.26)$$

$$M_B = - \frac{WC_B}{T} M_A (1 - \alpha_B M_A^2)$$

Ținând seama de formulele (12.18) și (12.19), aceste expresii (12.26) capătă forma:

$$M_A = \left[\frac{2C_A}{\alpha_A C_B + \alpha_B C_A} \cdot \frac{T_0 - T}{T_c} \right]^{1/2} \quad (12.27)$$

$$M_B = \left[\frac{2C_B}{\alpha_A C_B + \alpha_B C_A} \cdot \frac{T_0 - T}{T_c} \right]^{1/2}$$

Magnetizația rezultantă $M = M_A - M_B$, socotită pozitivă în direcția lui \vec{M}_A , este

$$(12.28) \quad M^2 = \frac{2}{\alpha_A C_B + \alpha_B C_A} \cdot \frac{T_0 - T}{T_c} (\sqrt{C_A} - \sqrt{C_B})^2$$

Rezultă că, într-un ferimagnetic, la fel ca într-un feromagnetic, pătratul magnetizației variază liniar cu temperatura în apropierea punctului Curie. Magnetizația M este dirijată în sensul magnetizației subrețelei care are constanta Curie cu valoarea cea mai mare.

Să admitem că, la temperaturi coborâte magnetizația rezultantă \vec{M} este dirijată în sensul lui \vec{M}_A , și, astfel, în conformitate cu (12.26),

$$(12.29) \quad N_A M_A > N_B M_B$$

În vecinătatea temperaturii Curie, \vec{M} va rămîne în același sens cu \vec{M}_A dacă $C_A > C_B$, așa cum se întâmplă în cazul din fig. XII.2.a.

Dacă dimpotrivă, C_A este inferior lui C_B , magnetizația \vec{M} va fi dirijată în sensul lui \vec{M}_B , în vecinătatea temperaturii lui Curie. În acest caz \vec{M}_B crește mai repede decît \vec{M}_A în vecinătatea temperaturii Curie și astfel rezultă o magnetizație "negativă" (opusă lui \vec{M}_A). Dar, deoarece la temperaturi joase

\bar{M}_A este mai mare decât \bar{M}_B (c.f. 12.2.a), există în mod necesar o temperatură pentru care cele două magnetizații, \bar{M}_A și \bar{M}_B sînt egale și magnetizația rezultantă \bar{M} este nulă. Aceasta este temperatura de compensare Θ_{comp} . (fig. XII.2.b).

Pentru ca această compensare să existe, este necesar ca, pe lîngă condiția (12.29), să fie îndeplinită totodată și condiția

$$C_A < C_B$$

sau o condiție echivalentă cu aceasta, în virtutea relațiilor (12.6)

$$(12.30) \quad N_A m_A^2 < N_B m_B^2$$

Comparînd condițiile (12.29) și (12.30) rezultă că fenomenul de inversare a magnetizației M poate să aibă loc numai dacă rețeaua A, care este mai populată ($N_A > N_B$) posedă momente magnetice mai mici decât ale rețelei B, respectiv, $m_A < m_B$.

Alura curbelor $M(T)$ poate fi discutată într-un mod mai general dacă se ia în considerație pe de o parte raportul valorilor momentelor magnetice din subrețelele A și B,

$$(12.31) \quad x = \frac{m_A}{m_B}$$

iar pe de altă parte raportul numărului de atomi pe unitatea de volum, din cele două subrețele

$$(12.32) \quad y = \frac{N_A}{N_B}$$

Condițiilor (12.29) și (12.30) le corespund inegalitățile:

$$xy > 1 \quad \text{și} \quad x^2 y < 1$$

Considerînd cazul $x \geq 1$, rezultă că aria cuprinsă între curbele $xy = 1$ și $x^2 y = 1$ fig. XII.3 corespunde tuturor cazurilor

pentru care are loc fenomenul de inversare a magnetizației. Curbele $M(T)$ tipice, notate de Néel cu L, M, N, P, Q, pot fi interpretate în funcție de parametrii x și y . Curbele limită, corespunzătoare cazurilor $C_A = C_B$ sau $N_A m_A = N_B m_B$ au forme particulare. În primul caz, punctul de inversare se confundă cu punctul Curie și curba $M(T)$ are o tangentă orizontală la punctul Curie (curba M fig. XII.3).

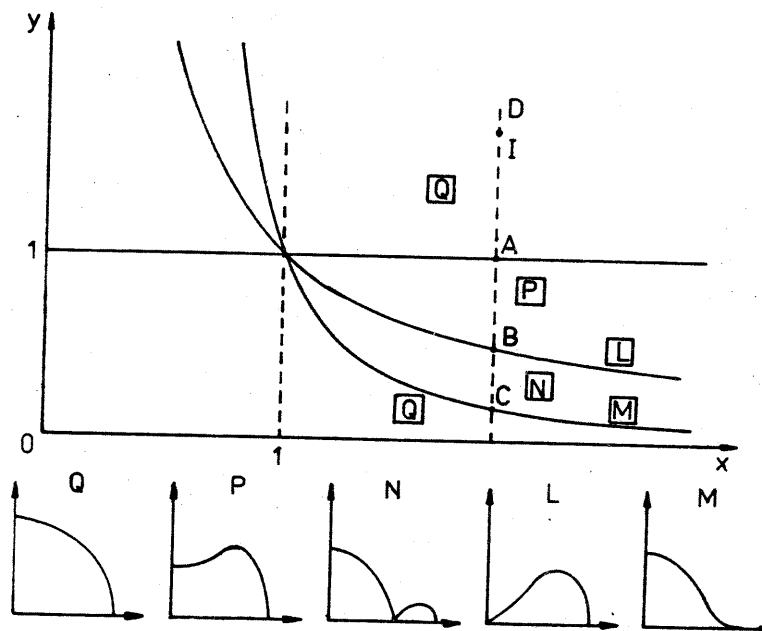


Fig. XII.3

În al doilea caz punctul de inversare a magnetizației este la zero absolut (curba L după Néel). Dacă $x^2 y$ este mai mic decât unitatea, curba de magnetizare este de forma Q, magnetizația la saturație la zero absolut fiind paralelă cu cea a subrețelei B. Dacă dimpotrivă, xy este puțin mai mare decât unitatea, curba

$M(T)$, diferită de zero $T = 0$, începe prin a crește (tangenta la origine fiind nulă), va trece printr-un maximum și va tinde la zero la punctul Curie. Aceasta este curba P. Cu cât valoarea xy este mai mare cu atât maximumul se deplasează către temperaturile joase. Există o curbă limită pentru care acest maximum ajunge exact la $T = 0$. Pentru ca aceasta să se întâmple trebuie ca variația lui $M_A(T)$ să compenseze exact pe aceea a lui $M_B(T)$ în apropiere de $T=0$. Pentru T foarte mic se poate scrie:

$$(12.33) \quad \begin{aligned} M_A(T) &= N_A m_A \left[1 - 2 \exp\left(-\frac{\mu_0 m_A m_B W}{k_B T}\right) \right] \\ M_B(T) &= N_B m_B \left[1 - 2 \exp\left(-\frac{\mu_0 m_B m_A W}{k_B T}\right) \right] \end{aligned}$$

De aici,

$$(12.34) \quad M(T) = N_A m_A - N_B m_B - 2 \left\{ N_A m_A \exp\left(-\frac{\mu_0 m_A m_B W}{k_B T}\right) N_B \right. \\ \left. - N_B m_B \exp\left(-\frac{\mu_0 m_A m_B W}{k_B T}\right) N_A \right\} + \dots$$

$M(T)$ va recăpăta valoarea pe care o avea la origine pentru o temperatură:

$$(12.35) \quad T = \frac{W m_A m_B}{k_B} (N_B - N_A) \log \frac{N_B m_B}{N_A m_A}$$

Această temperatură este nulă și originea reprezintă un punct staționar dacă

$$(12.36) \quad N_A = N_B \text{ sau } y = 1$$

Pentru valori $N_A > N_B$ sau $y > 1$, curba $M(T)$ nu mai prezintă singularitate și este asemănătoare cu cea care reprezintă variația magnetizației unui feromagnetic. Aceasta corespunde din nou unei curbe de tip Q dar pentru care magnetizația globa-

lă este paralelă cu cea a subrețelei B.

Pentru a fixa ideile enunțate mai înainte să considerăm o serie de ferimagnetici în care momentele m_A și m_B sînt aceleași ($m_A > m_B$), dar raportul $y = N_A/N_B$, variază de la unul la altul, de exemplu diluind atomii din subrețelele A și B cu atomii diamagnetici. Acești compuși diferiți vor fi reprezentați în fig. XII.3 prin punctele unei drepte paralele cu axa Oy . Figura XII.4 indică variația magnetizației în funcție de temperatură, în valori reduse T/T_0 , într-un număr de cazuri particulare.

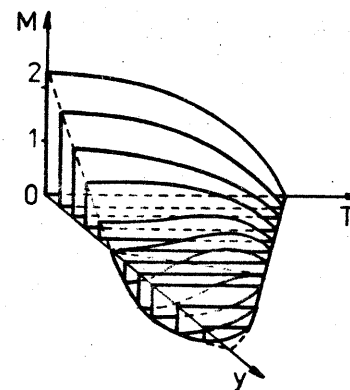


Fig. XII.4

Pentru punctele segmentului IA (fig. XII.3), $M(T)$ este de tip Q. În A avem o curbă care este staționară la origine. Pentru punctele segmentului AB, $M(T)$ prezintă un maximum, originea fiind un minimum. În B ajungem la curba de tip L tangentă la originea la axa absciselor. De la B la C există un punct de inversare

este pozitivă pentru interacțiuni negative iar subrețelele sînt alese astfel încît $\alpha' < \alpha$ și $\beta' < \beta$. Ca principiu general, se admite în acest model că momentul magnetic al unui atom trebuie să fie paralel cu cîmpul molecular care îi este aplicat. Prin urmare, din ecuația de definiție a cîmpului \vec{h}_{A_1} se vede că vectorul $\alpha\vec{M}_A + \vec{M}_B$ trebuie să fie paralel sau antiparalel cu vectorul \vec{M}_{A_1} . În același mod, din ecuația cîmpului \vec{h}_{A_2} rezultă că același vector $\alpha\vec{M}_A + \vec{M}_B$ trebuie să fie paralel sau antiparalel cu vectorul \vec{M}_{A_2} . În consecință, dacă \vec{M}_{A_1} și \vec{M}_{A_2} nu sînt paraleli ci antiparaleli, este satisfăcută condiția

$$(12.40) \quad \alpha\vec{M}_A + \vec{M}_B = 0$$

fapt care implică

$$(12.41) \quad \vec{h}_{A_1} = W(\alpha - \alpha')\vec{M}_{A_1}$$

În mod asemănător se poate raționa și în cazul subrețelor B. Dacă vectorii \vec{M}_{B_1} nu sînt paraleli este satisfăcută condiția

$$(12.42) \quad \vec{M}_A + \beta\vec{M}_B = 0$$

și

$$(12.43) \quad \vec{h}_{B_1} = W(\beta - \beta')\vec{M}_{B_1}$$

Expresiile (12.41) și (12.43) sînt asemănătoare cu cele ale cîmpului molecular pentru materialele feromagnetice, fapt care sugerează că variația termică a magnetizației spontane a unei subrețele va fi aceeași ca a unui feromagnetic, implicînd expresii $M_{A_1}(T)$ și $M_{B_1}(T)$ asemănătoare celor utilizate în teoria feromagnetismului.

Din cele spuse rezultă că dacă cei doi vectori \vec{M}_{A_1} și simultan cei patru vectori \vec{M}_{B_1} nu sînt paraleli ci antiparaleli

în raport cu o direcție dată, este necesar ca ambele ecuații (12.40) și (12.42) să fie satisfăcute concomitent, fapt care este posibil numai dacă

$$(12.44) \quad \alpha\beta = 1$$

Produsul $\alpha\beta$ nefiind egal cu 1 în general, rezultă că sînt posibile numeroase alte configurații ale momentelor magnetice ale subrețelor pentru care să fie satisfăcută condiția de echilibru stabil al orientărilor momentelor magnetice. De exemplu, dacă \vec{M}_{A_1} sînt paraleli între ei, iar \vec{M}_{B_1} nu sînt paraleli, există un număr infinit de moduri de a stabili direcția vectorilor \vec{M}_{B_1} astfel încît să se obțină același β , și, din acest motiv, putem înlocui cei patru vectori \vec{M}_{B_1} prin alți doi vectori \vec{M}_{B_1} fără a pierde din generalitate. Astfel, notînd

$$(12.45) \quad \begin{aligned} \vec{M}'_{B_1} &= \vec{M}'_{B_3} = \frac{\vec{M}_{B_1}}{2} \\ \vec{M}'_{B_2} &= \vec{M}'_{B_4} = \frac{\vec{M}_{B_2}}{2} \end{aligned}$$

și considerînd $\alpha' = \beta' = 0$, ecuațiile (12.39) devin ecuațiile cîmpurilor moleculare pentru cele patru subrețele, A_1, A_2, B_1, B_2 iar constantele cîmpului molecular, corespunzătoare interacțiunilor A_1-A_1 , A_1-A_2 , B_1-B_1 , B_1-B_2 și A_1-B_1 sînt respectiv, 0, αW , $\frac{1}{2}\beta W$, βW și W ; astfel:

$$(12.46) \quad \begin{aligned} \vec{h}_{A_1} &= -W \left[-\alpha\vec{M}_{A_1} + \alpha\vec{M}_A + \vec{M}_B \right] \\ \vec{h}_{A_2} &= -W \left[-\alpha\vec{M}_{A_2} + \alpha\vec{M}_A + \vec{M}_B \right] \\ \vec{h}_{B_1} &= -W \left[\vec{M}_A + \beta\vec{M}_B - \frac{1}{2}\beta\vec{M}_{B_1} \right] \\ \vec{h}_{B_2} &= -W \left[\vec{M}_A + \beta\vec{M}_B - \frac{1}{2}\beta\vec{M}_{B_2} \right] \end{aligned}$$

Configurația momentelor magnetice la 0°K și valorile corespunzătoare ale magnetizației spontane pot fi examinate evaluând energia ionilor magnetici în câmpul lor molecular și stabilind condițiile ca această energie să fie minimă. Expresia acestei energii este:

$$(12.47) \quad E = -\frac{\mu_0}{2} \left[\vec{M}_{A1} \cdot \vec{h}_{A1} + \vec{M}_{A2} \cdot \vec{h}_{A2} + \vec{M}_{B1} \cdot \vec{h}_{B1} + \vec{M}_{B2} \cdot \vec{h}_{B2} \right].$$

Problema este considerabil simplificată dacă se res-
trânge numărul de configurații la următoarele patru situații
posibile.

a) Cazul în care \vec{M}_A și \vec{M}_B sînt antiparaleli, dar numai
subrețeaua B este descompusă. În acest caz $\vec{M}_{A1} = \vec{M}_{A2} = \frac{\vec{M}_A}{2}$ iar
iar $\vec{M}_{B1} \neq \vec{M}_{B2}$ și magnetizațiile celor două subrețele se supun
relației următoare:

$$(12.48) \quad \vec{M}_A + \beta \vec{M}_B = 0$$

care poate fi scrisă și sub forma următoare

$$(12.49) \quad \vec{M}_A = \vec{M}_{A1} + \vec{M}_{A2} = -\beta(\vec{M}_{B1} + \vec{M}_{B2})$$

în care \vec{M}_{A1} și \vec{M}_{A2} au același modul $|\vec{M}_A|/2$. Pentru ca această
ecuație (12.49) să fie satisfăcută în condițiile \vec{M}_B antipara-
lel cu \vec{M}_A , este necesar ca vectorii \vec{M}_{B1} și \vec{M}_{B2} să fie simetrici
în raport cu direcția lui \vec{M}_A , și în plus, trebuie ca

$$(12.50) \quad \beta \geq \frac{|\vec{M}_A|}{|\vec{M}_B|}$$

Această situație corespunde configurației din figura XII.6
în care magnetizațiile \vec{M}_{B1} și \vec{M}_{B2} sînt egale în modul cu $M_B/2$
și formează între ele unghiul 2φ în care

$$(12.51) \quad \cos \varphi = \frac{M_A}{\beta M_B}$$

Această configurație poate
fi reprezentată în felul ur-
mător în figura(XII.7), în
care

$$(12.52) \quad \sin \varphi = \frac{M_A}{\beta M_B}$$

și va fi notată simbolic cu \triangleright .

Formulele (12.51) și (12.52)

sînt valabile pentru $M_A = \sum \vec{M}_{A1}$

și $M_B = \sum \vec{M}_{B1}$. Condiția (12.50)
fiind echivalentă cu $\sin \varphi \leq 1$.

În aceste condiții ecua-
țiile câmpului molecular (12.46)
pentru configurația \triangleright devin:

$$(12.53) \quad \vec{h}_{A1} = -W(\alpha - \frac{2}{\beta})\vec{M}_{A1} \quad \text{și} \quad \vec{h}_{B1} = -\frac{1}{2}W\beta\vec{M}_{B1}$$

iar energia câmpului molecular (12.47) corespunzătoare acestei
configurații este:

$$(12.54) \quad E_{\triangleright} = -W\mu_0 \left[\left(\frac{2}{\beta} - \alpha \right) M_A^2 + \frac{1}{2} \beta M_B^2 \right]$$

b) Cazul în care \vec{M}_A și \vec{M}_B sînt antiparaleli dar numai
subrețeaua A este descompusă. Magnetizațiile \vec{M}_A și \vec{M}_B se supun
condiției:

$$\alpha \vec{M}_A + \vec{M}_B = 0$$

și raționînd în aceeași manieră ca în cazul a) se deduce că
singura configurație posibilă pentru

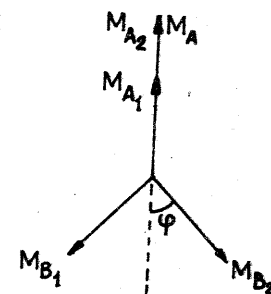


Fig. XII.6

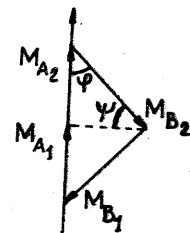


Fig. XII.7

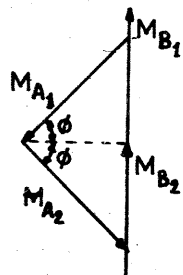
$$(12.55) \quad \alpha > \frac{|M_B|}{|M_A|}$$

este cea din figura XII.8
în care

$$(12.56) \quad \sin \phi = \frac{1}{\alpha} \frac{M_B}{M_A}$$

Cîmpurile moleculare corespunzătoare acestei configurații notate simbolic cu \triangleleft sînt respectiv:

Fig. XII.8



$$(12.57) \quad \vec{h}_{A_1} = W \alpha \vec{M}_{A_1} \quad \text{și} \quad \vec{h}_{B_1} = W \left(\frac{2}{\alpha} - \frac{3}{2} \beta \right) \vec{M}_{B_1}$$

iar energia acestui cîmp molecular este

$$(12.58) \quad E_{\triangleleft} = - \mu_0 W \left[\alpha M_A^2 + \left(\frac{2}{\alpha} - \frac{3}{2} \beta \right) M_B^2 \right]$$

c) Cazul configurației $\uparrow\downarrow$ în care \vec{M}_A este antiparalel cu \vec{M}_B dar \vec{M}_{A_1} sînt paralele și deasemenea \vec{M}_{B_1} . Formulele (12.46) dau următoarele expresii ale cîmpului molecular:

$$(12.59) \quad \vec{h}_{A_1} = W(-\alpha \vec{M}_A + 2\vec{M}_B); \quad \vec{h}_{B_1} = W(2\vec{M}_A - \frac{3}{2}\beta \vec{M}_B)$$

și energia corespunzătoare este

$$(12.60) \quad E_{\uparrow\downarrow} = - \mu_0 W (4\vec{M}_A \cdot \vec{M}_B - \alpha M_A^2 - \frac{3}{2} \beta M_B^2)$$

d) În fine, pentru al patrulea caz, cel al configurației $\uparrow\uparrow$ în care ambele subrețele A și B sînt descompuse și fiecare subrețea în parte este antiferomagnetice ($\vec{M}_{A_1} = -\vec{M}_{A_2}$ și $\vec{M}_{B_1} = -\vec{M}_{B_2}$), se obțin expresiile

$$(12.61) \quad \vec{h}_{A_1} = W \alpha \vec{M}_A; \quad \vec{h}_{B_1} = \frac{1}{2} W \beta \vec{M}_B$$

și

$$(12.62) \quad E_{\uparrow\uparrow} = - \mu_0 W \left[\alpha M_A^2 + \frac{1}{2} \beta M_B^2 \right].$$

Pentru moleculele de tip $A(B_2)O_8$, valorile M_A și M_B la $T = 0$ K corespund valorile maxime

$$M_{OA} = \frac{M_A(0)}{2} \int_{J_A} (a_A) = \frac{M_{SA}^0}{2}$$

$$(12.63) \quad M_{OB} = M_B(0) \int_{J_B} (a_B) = M_{SB}^0$$

în care

$$(12.64) \quad a_A = \frac{J_A g_A \mu_B \mu_0 h_{A1}}{k_B T} \quad a_B = \frac{J_B g_B \mu_B \mu_0 h_{B1}}{k_B T}$$

și h_{A1} respectiv h_{B1} sînt date pentru fiecare configurație de ecuațiile (12.53), (12.57), (12.59) și (12.61).

Acum se poate determina ușor configurația cea mai favorizată energetic pentru M_A și M_B date în funcție de α și β , deoarece momentele magnetice vor căpăta aranjamentul care corespunde celei mai mici energii. Utilizînd aceste ecuații se găsește că soluțiile care reprezintă configurațiile stabile se repartizează în planul (α, β) așa cum se vede în fig. XII.9. Analiza arată că planul este împărțit în patru regiuni de stabilitate a diferitelor configurații ale momentelor magnetice de către ramura negativă a hiperbolei $\alpha\beta = 1$, și dreptele

$$\alpha = -\frac{M_{OB}}{M_{OA}}, \quad \beta = -\frac{M_{OA}}{M_{OB}}. \text{ Astfel:}$$

configurația \triangleright este stabilă pentru $\alpha\beta < 1$ și $\beta > \frac{M_{OA}}{M_{OB}}$

configurația \triangleleft este stabilă pentru $\alpha\beta < 1$ și $\alpha > \frac{M_{OB}}{M_{OA}}$

configurația $\uparrow\downarrow$ este stabilă pentru $\alpha < \frac{M_{OB}}{M_{OA}}$ și $\beta < \frac{M_{OA}}{M_{OB}}$

configurația $\uparrow\uparrow$ este stabilă pentru $\alpha\beta > 1$.

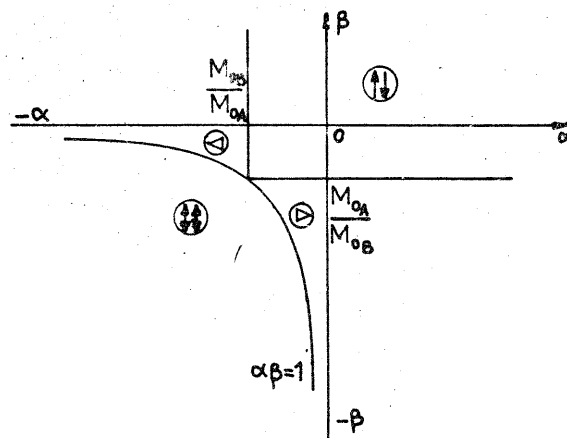


Fig. XII.9

12.5. Variația termică a magnetizației în cazul structurilor triunghiulare

Vom admite și în cazul structurilor triunghiulare de tip Yafet-Kittel, că, la orice temperatură câmpul molecular rămâne paralel cu magnetizația fiecărei subrețele, la fel ca în cazul structurilor feromagnetice cu două subrețele coliniare antiparalele.

Formulele (12.53) și (12.57) atestă de altfel că, pentru fiecare subrețea, câmpul molecular depinde numai de magnetizația subrețelei respective, la fel ca în cazul feromagnetismului.

În aceste condiții, pentru a studia variația termică a magnetizației $M = f(T)$, în cazul configurațiilor de moment magnetic considerate în paragraful precedent (§ 12.4), se poate urmări același raționament ca în (§ 9.2), care ne va

permite să obținem expresiile magnetizațiilor subrețelor A și B de forma:

$$(12.65) \quad \vec{M}_A = \frac{C_A}{T} (\vec{h}_A + \vec{H}) \quad \text{și} \quad \vec{M}_B = \frac{C_B}{T} (\vec{h}_B + \vec{H})$$

asemănătoare altfel formulelor (12.5) în care \vec{H} este câmpul magnetic exterior iar \vec{h}_A și \vec{h}_B sînt câmpurile moleculare ale subrețelor A și B.

În particular, pentru configurațiile coliniare $\uparrow\downarrow$, aflate la temperaturi apropiate de temperatura de tranziție la paramagnetism, expresiile (12.65) în care se înlocuiesc valorile câmpurilor moleculare cu cele date de formulele (12.59), respectiv, $\vec{h}_A = W(-\alpha \vec{M}_A + 2\vec{M}_B)$ și $\vec{h}_B = W(2\vec{M}_A - \frac{3}{2}\beta \vec{M}_B)$, devin pentru $H = 0$:

$$(12.67) \quad \left(\frac{T}{WC_A} + \alpha \right) \vec{M}_A - 2\vec{M}_B = 0$$

$$2\vec{M}_A - \left(\frac{T}{WC_B} + \frac{3}{2}\beta \right) \vec{M}_B = 0$$

O soluție a acestor ecuații pentru valori M_A și M_B finite este posibilă numai dacă determinantul ecuațiilor (12.67) este nul. Din această condiție rezultă următoarea expresie pentru temperatura Curie,

$$(12.68) \quad T_C = \frac{W}{2} \left\{ -(\alpha C_A + \frac{3}{2}\beta C_B) + \left[(\alpha C_A + \frac{3}{2}\beta C_B)^2 - \left(\frac{3}{2}\alpha\beta - 4 \right) C_A C_B \right]^{1/2} \right\},$$

Punînd în această formulă $\alpha = \beta = 0$, regăsim expresia temperaturii Curie de ordine (12.18) stabilită anterior, (§ 12.2).

Să examinăm acum evoluția termică a configurațiilor triunghiulare \triangleright în care se consideră că numai subrețeaua B este descompusă în două subrețele cu magnetizațiile M_{B_1} și

M_{B2} . În acord cu (12.53) câmpurile moleculare corespunzătoare magnetizațiilor M_A , M_{B1} și M_{B2} sînt,

$$\vec{h}_A = W\left(\frac{2}{\beta} - \alpha\right)\vec{M}_A \quad \text{și} \quad \vec{h}_{B1} = \frac{W}{2}\beta\vec{M}_{B1}$$

Iar expresiile magnetizațiilor în funcție de temperatură, în absența câmpului exterior, pot fi scrise în aceeași manieră ca în (12.20) făcînd uz de funcțiile lui Brillouin corespunzătoare,

$$\vec{M}_A = \vec{M}_{OA} \int_A \left(\frac{M_{AB} h_A}{k_B T} \right) = \frac{C_A}{T} \vec{h}_A$$

(12.69)

$$\vec{M}_{B1} = \vec{M}_{B2} = \frac{M_{OB}}{2} \int_B \left(\frac{M_{BO} h_{B1}}{k_B T} \right) = \frac{C_B}{T} \vec{h}_B$$

La orice temperatură, unghiul φ format de \vec{M}_{B1} cu direcția magnetizației medii este (cf. (12.51))

$$\cos \varphi = \frac{M_A}{\beta M_B}$$

Iar magnetizația rezultantă (cf. fig. XII.7) este dată de relația următoare

$$(12.70) \quad M = M_A - 2M_{B1} \cos \varphi = M_A - M_B \cos \varphi = M_A \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)$$

Este evident că această magnetizație medie nu depinde decît de variația termică a magnetizației subrețelei A.

Analiza variației termice a unei structuri triunghiulare pune în evidență existența mai multor faze magnetice; o astfel de structură n-ar putea să existe imediat sub punctul Curie. Dacă aceasta este stabilă la zero absolut, pe măsură ce temperatura crește unghiul φ pe care îl formează magnetizațiile \vec{M}_{B1} și \vec{M}_{B2} cu direcția lui \vec{M}_B (fig. XII.6) variază; dacă acesta crește, subrețeaua B tinde să devină antiferomagnetică și magnetizarea subrețelei A descrește astfel încît, sub o

anumită temperatură A este paramagnetică iar B antiferomagnetică. Dacă dimpotrivă φ se micșorează, se tinde către o structură ferimagnetică normală care ar exista între o temperatură și punctul Curie T_C . Dacă dimpotrivă, structura triunghiulară nu este stabilă la zero absolut, este posibil să existe o zonă de stabilitate a unei astfel de structuri între două temperaturi $T'_0 < T_C$, învecinate în exterior cu domenii de stabilitate a structurilor coliniare. Vom preciza aceste situații studiînd succesiv cele două cazuri:

1) Presupunem că structura triunghiulară constituie faza magnetică stabilă la temperaturi foarte joase, fapt care implică pentru β condiția $\beta > (M_{OA}/M_{OB})$ (cf. 12.50).

Magnetizația fiecăreia dintre cele două subrețele se micșorează cu temperatura, independent una de alta, după legile (12.69). Fiecare posedă deci o temperatură critică la care magnetizația descrisă de aceste formule, ar trebui să fie nulă. Aceste temperaturi critice fictive sînt:

$$(12.71) \quad T_A = \frac{1}{2} WC_A \left(\frac{2}{\beta} - \alpha \right) \quad \text{și}$$

$$(12.72) \quad T_B = \frac{1}{2} WC_B \beta$$

a) Presupunem că "temperatura Curie" T_A a subrețelei A este superioară temperaturii T_B ($T_A > T_B$). În acest caz, într-un punct imediat sub temperatura T_A raportul $\frac{M_A}{M_B}$ tinde la infinit (deoarece $M_B(T_A - \epsilon)$ este egal cu zero), iar această situație nu este posibilă pentru configurația triunghiulară care apare numai pentru $\frac{M_A}{M_B} < \beta$. De aici rezultă că, la temperatura T_0 pentru care $\frac{M_A}{M_B} = \beta$, trebuie să se modifice configurația, și aceasta se manifestă prin modificarea $\triangleright \rightarrow \updownarrow$. Într-adevăr, dacă trasăm curbele $M_A(T)$ și $M_B(T)$ în funcție de temperatură, (fig. XII.10), aceste două curbe se intersec-

tează pentru o temperatură T_0 . La orice temperatură inferioară temperaturii T_0 faza stabilă are configurația triunghiulară \triangleright . Unghiul φ definit mai înainte (formula 12.51) descrește de la valoarea φ_0 pe care o avea la zero absolut, și se anulează la temperatura T_0 , ceea ce corespunde unei configurații antiparalele.

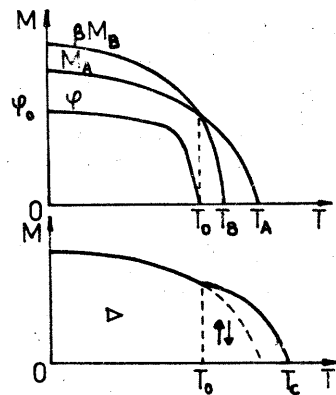


Fig. XII.10

La temperaturi superioare lui T_0 avem o structură de ferimagnet normal, cu două subrețele A și B. Punctul Curie T_0 al acestei structuri este dat de formula uzuală. Deasupra lui T_0 substanța devine paramagnetică, inversul susceptibilității avînd forma hiperbolică clasică. Magnetizația spontană în funcție de temperatură prezintă o variație de pantă cînd se trece prin temperatura T_0 , cum se vede în fig. XII.10, dar aici nu este vorba de o veritabilă tranziție de fază magnetică deoarece trecerea prin această temperatură nu este însoțită de nici o anomalie dilatometrică sau de căldură specifică.

b) Presupunem că dimpotrivă, temperatura T_B este superioară temperaturii T_A . ($T_B > T_A$). În acest caz unghiul crește cu temperatura, magnetizarea subrețelei A descrescînd mai repede decît cea a subrețelei B (fig. XII.11). La tempera-

tura T_A magnetizarea subrețelei A fiind nulă, subrețeaua B devine antiferomagnetică, unghiul φ atîngînd deja valoarea $\pi/2$ (fig. XII.6). La temperaturi superioare temperaturii T_A substanța este în aparență paramagnetică dar de fapt de la T_A la T_B subrețeaua A este paramagnetică în timp ce subrețeaua B este antiferomagnetică (\uparrow). Deasupra temperaturii T_B cele două

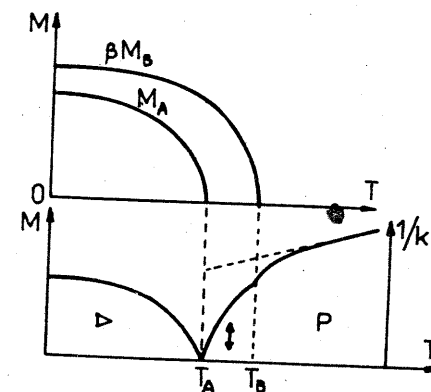


Fig. XII.11

subrețele A și B sînt paramagnetice. Punctul T_B este un punct critic care corespunde ordonării subrețelei B. La această temperatură are loc o variație anomală a lui $1/k$ în funcție de T și o anomalie a căldurii specifice, la fel ca la o temperatură Néel.

În mod asemănător se poate arăta pentru configurația \triangleleft că, pentru $T_B < T < T_A$ există o stare în care momentele de

de subrețeaua A sînt ordonate antiferomagnetic iar momentele de pe subrețeaua B sînt paramagnetice expresiile celor două temperaturi obținîndu-se din formulele (12.57) și (12.69), respectiv;

$$(12.73) \quad T_A = \frac{WC_A}{2} \alpha$$

$$(12.74) \quad T_B = \frac{2WC_B}{2} \left[\frac{4}{3\alpha} - \beta \right]$$

2. Cazul în care, la zero absolut, structura stabilă este structura ferimagnetică normală

Acest caz corespunde condiției

$$(12.75) \quad \beta < \frac{M_{OA}}{M_{OB}}$$

a) Dacă $T_A > T_B$, structura ferimagnetică normală va fi stabilă.

b) Dacă $T_A < T_B$, va exista un domeniu de temperaturi T_1, T_2 în care condiția de ferimagnetism oblic va fi satisfăcută. Fig.XII.12 dă variația termică a magnetizării în cazul unei structuri YK stabilă sub o temperatură T_1 . În acest caz s-ar putea observa patru faze magnetice succesive în funcție de temperatură:

faza de ferimagnetic normal, $\uparrow\downarrow$, ferimagnetic triunghiular Δ antiferomagnetic \uparrow și paramagnetic (∇).

Ferimagnetismul triunghiular apare aici ca o fază intermediară între ferimagnetismul normal și antiferomagnetism.

Regiunile din planul $\alpha\beta$ care corespund diferitelor configurații sînt definite prin temperaturile T_N de ordonare în felul următor

$$T_N \geq T_A \text{ pentru } \beta \leq \left(\frac{4}{3\alpha} - \frac{C_A}{3C_B} \alpha \right)$$

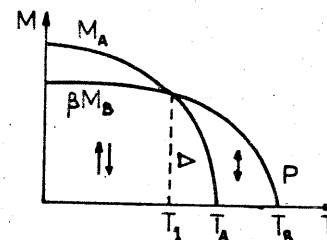


Fig. XII.12

$$T_N \geq T_B \text{ pentru } \alpha \leq \left(\frac{2}{\beta} - \frac{C_B}{C_A} \beta \right)$$

$$T_A \geq T_B \text{ pentru } C_A \alpha \geq C_B \beta$$

Figura XII.13 delimitează regiunile din planul (α, β) care corespund diferitelor evoluții ale magnetizației indicate corespunzător în figura XII.14.

În figura XII.13 funcțiile f și $g(\alpha, \beta)$ sînt:

$$f(\alpha, \beta) = J_A (\alpha + 2) - J_B (3\beta + 4)$$

$$g(\alpha, \beta) = C_A (\alpha - 2) - C_B (3\beta - 4)$$

Rezultatele analizei, condensate în figura XII.14, interpretează satisfăcător alura extrem de variată a magne-

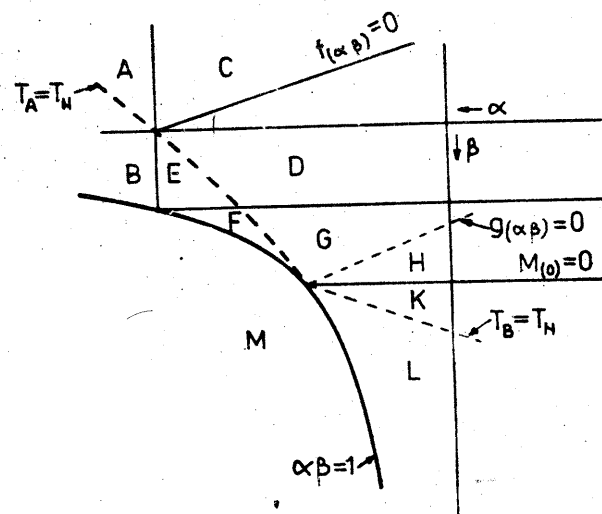


Fig. XII.13

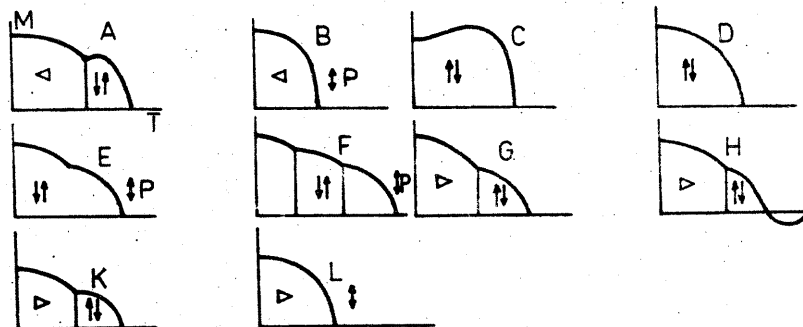


Fig. XII.14

tizației ferimagneticilor în funcție de temperatură.

BIBLIOGRAFIE

- BERTAUT, F., C.R.Acad.Sci., Paris, 234, 1298 (1952);
 J.Phys.Rad., 13, 372 (1953)
 BERTAUT, F., FORRAT, F., C.R.Acad.Sci Paris, 242, 382 (1956)
 BICKFORD, L.R., Phys.Rev. 78, 449 (1950)
 FORESTIER, H., G.GUIOT-GUILLAIN, C.R.Acad.Sci., Paris, 230, 1844 (1950); 235 48, (1952)
 GELLER, S., Zs.Krist., 125, 1, (1967)
 GORTER, E.W., Philips Res.Rept. 2, 295, 321, 403 (1954)
 ISHIKAWA, Y., J.Phys.Soc.Jap., 17, 1877 (1962)
 LOTGERING, F.K., Philips Res.Rept., 11, 290 și 337 (1956)
 NÉEL, L., Ann.Phys.2, 137, (1948); Ann.Inst.Fourier Grenoble 1, 163, (1948)
 PAUTHENET, R., Ann.Phys., 7, 710 (1953)
 PAUTHENET, R., An.Phys., 3, 424, (1958)
 SHULL, G., STRAUSER, W.A., WOLLAN, E., Phys.Rev., 83, 333 (1951), (1955)
 YAFET, Y., KITTEL, L., Phys.Rev. 87, 290, (1952).

C U P R I N S U L

Secțiunea I

FEROMAGNETISMUL

CAPITOLUL I. ASPECTE FENOMENOLOGICE MACROSCOPICE

1.1. Proprietăți generale ale substanțelor feromagnetice . . .	4
1.2. Magnetismul tehnic	9
1.2.1. Curbele de magnetizare (11): Curba de primă magnetizare. Legea apropiării de saturație. Curba de magnetizare ideală	
1.2.2. Histerezis magnetic (19): Ciclul de histerezis. Remanența magnetică. Câmpul coercitiv. Pierderi de putere prin histerezis. Legea lui Rayleigh. Fenomenul de reptăție. Histerezis de rotație.	
1.2.3. Permeabilitatea și susceptibilitatea magnetică (37): Permeabilitatea relativă, inițială, maximă, diferențială, reversibilă. Susceptibilitatea magnetică.	
1.2.4. Magnetizarea substanțelor feromagnetice în câmp magnetic alternativ (45): Definiții. Magnetizarea în domeniul lui Rayleigh.	
1.2.5. Efectul forme și așezării asupra curbelor de magnetizare (52).	
1.3. Interacțiuni magnetice termice	53
1.3.1. Modificarea curbelor de magnetizare în funcție de temperatură (53): Porțiunea de saturație. Porțiunea inițială. Variația termică a magnetizării, a permeabilității și a câmpului coercitiv.	
1.3.2. Temperatura Curie feromagnetică și temperatura Curie paramagnetică (56)	
1.3.3. Anomaliile ale variației termice a proprietăților nemagnetice la temperatura Curie (58): Anomalia căldurii specifice. Efectul magnetocaloric. Anomalia dilatării termice a solidelor feromagnetice. Anomalia rezistivității electrice. Magnetismul termoremanent.	
1.4. Interacțiuni magneto-elastice	77
1.4.1. Efectul tratamentului mecanic (78): Efectul tensiunilor. Efectul laminării la rece. Efectul vibrațiilor.	
1.4.2. Fenomenul de magnetostricțiune (81).	
1.5. Premiza pentru integrarea fenomenelor observate în teoria magnetismului. Ipotezele lui Weiss	85
Bibliografie Capitolul I.	90

CAPITOLUL II. NATURA MOMENTELOR MAGNETICE ELEMENTARE ÎN SOLIDELE FEROMAGNETICE

2.1. Generalități	92
2.2. Efecte giromagnetice	97
2.2.1. Efect Maxwell. Moment cinetic intern datorat magnetizării solidului (97)	
2.2.2. Efect Einstein - De Haas (rotația datorată magnetizării) (100): Metoda balistică. Metoda de rezonanță. Metoda de zero.	
2.2.3. Efect Barnett (magnetizare datorată rotației) (111): Metoda inductometrică. Metoda magnetometrică	
2.3. Fenomenul de rezonanță magnetică în substanțele feromagnetice	118
2.3.1. Principiul metodei de rezonanță (118)	
2.3.2. Rezonanța în solide feromagnetice izotrope (120): Efectul câmpului demagnetizant.	
2.4. Concluzii generale	125
Bibliografie Capitolul II	128
CAPITOLUL III. TEORIA FEROMAGNETISMULUI	
3.1. Natura interacțiunilor dintre momentele magnetice elementare din domeniile feromagnetice	129
3.2. Teoria feromagnetismului în aproximația câmpului molecular	131
3.2.1. Câmpul molecular (131)	
3.2.2. Teoria lui Weiss (133): Independența magnetizării spontane de câmpul magnetic exterior. Variația termică a magnetizării spontane. Comportarea paramagnetică.	
3.2.3. Aspectul termodinamic al teoriei câmpului molecular (144): Discontinuitatea căldurii specifice la T_c . Efectul magnetocaloric.	
3.2.4. Concluzii (151)	
3.3. Teoria cuantică a magnetizării spontane	152
3.3.1. Feromagnetismul în aproximația interacțiunilor de schimb electronic (153): Molecula de hidrogen și energia de schimb. Modulul lui Heisenberg-Dirac. Corelația dintre integrala de schimb și câmpul molecular. Modele care folosesc conceptul de câmp magnetic efectiv.	
3.3.2. Feromagnetismul în modelul undelor de spin. Modelul vectorial (173): Generalități. Fundamentele teoriei undelor de spin. Variația termică a magnetizării spontane la temperaturi joase.	
3.3.3. Alte modele ale feromagnetismului (183)	
Bibliografie Capitolul III	186

CAPITOLUL IV. PRINCIPALELE FORME DE INTERACȚIUNE ÎN CRISTALE FEROMAGNETICE ȘI CONDIȚIA DE STABILITATE A STĂRII FEROMAGNETICE

4.1. Generalități privind interacțiunile din cristale și originea structurilor de domenii magnetice	187
4.2. Energia magnetocristalină	192
4.2.1. Structura cristalelor feromagnetice (142)	
4.2.2. <u>Curbele de magnetizare a monocristalelor. Anizotropia feromagnetă (196)</u>	
4.2.3. Energia de anizotropie magnetocristalină (199): Originea anizotropiei magnetocristaline. Expresia energiei în cazul cristalelor cubice și în cazul cristalelor uniaxiale. Calculul curbei de magnetizare a monocristalului de fier. Determinarea constantelor de anizotropie magnetocristalină. Variația termică a constantelor de anizotropie	
4.3. Energia de deformare magnetostrictivă	220
4.3.1. Generalități, definiții (220)	
4.3.2. Constantele de magnetostricțiune ale monocristalelor (224): Cazurile magnetostricțiunii izotrope și anizotrope	
4.3.3. Variația termică a magnetostricțiunii (229)	
4.4. Energia magnetoelastică	230
4.5. Energia magnetostatică (energia câmpului demagnetizant	235
4.6. Energia câmpului magnetizant	237
4.7. Energia totală în cristalul feromagnetic și condiția de stabilitate feromagnetică	237
4.8. Energia pereților interdomenici	240
4.8.1. Energia de schimb în regiunile nesaturate din cristalul feromagnetic. Formula lui Landau și Lifșitz (240)	
4.8.2. Calculul energiei și al grosimii peretelui interdomenic (243)	
Bibliografie Capitolul IV	247
CAPITOLUL V. STRUCTURI DE DOMENII MAGNETICE	
5.1. Generalități privind structura de domenii	248
5.2. Metode de vizualizare a configurațiilor de domenii	249
5.2.1. Tehnica pulberilor magnetice (250)	
5.2.2. Metode magnetooptice (252): Efect Faraday. Efect Kerr.	
5.2.3. Alte metode (255)	
5.3. Calculul unor configurații de domenii	256

5.3.1. Generalități (256)	
5.3.2. Cazul cristalelor uniaxiale cu domenii deschise (257)	
5.3.3. Cazul cristalelor uniaxiale cu domenii de închidere (260)	
5.4. Structuri de domenii secundare	264
5.5. Structuri de domenii în straturile subțiri feromagnetice	267
5.5.1. Structuri de domenii bandă (270)	
5.5.2. Domenii magnetice cilindrice (271): Condiția de stabilitate. Aplicații	
5.6. Structuri de monodomenii. Dimensiunea critică	281
Particule sferice (285). Particule aciculare (287)	
Bibliografie Capitolul V	289
CAPITOLUL VI. TEORIA CURBELOR DE MAGNETIZARE ȘI A CICLULUI DE HISTEREZIS	

6.1. Dinamica domeniilor în procesul magnetizării	290
6.2. Teoria procesului de magnetizare prin deplasarea peretilor	294
6.2.1. Histerezis condiționat de procese de deplasare ireversibilă a peretilor (298)	
6.2.2. Câmpul coercitiv și permeabilitatea inițială în procese de deplasare (301): Efectul tensiunilor. Teoria lui Becker. Influența incluziunilor. Teoria Kersten. Efectul câmpului demagnetizant. Teoria Néel-Kondorskii	
6.2.3. Histerezis condiționat de creșterea germenilor de magnetizare (315). Câmpul de nucleație. Câmpul de propagare. Germei de magnetizare înghețați. Efectul Barkhausen.	
6.3. Teoria procesului de demagnetizare prin rotația polarizației spontane	325
6.3.1. Generalități (325)	
6.3.2. Magnetizare prin rotație coerentă în cazul anizotropiei uniaxiale. Susceptibilitatea și câmpul coercitiv (327): Cazul energiei magnetocristaline dominante. Cazul energiei magnetoelastice. Energie magnetostatică.	
Bibliografie Capitolul VI	340

CAPITOLUL VII. PROPRIETĂȚI MAGNETICE ALE PARTICULELOR FINE ȘI ALE STRATURILOR SUBȚIRI FEROMAGNETICE

7.1. Proprietăți magnetice ale particulelor fine feromagnetice	341
7.1.1. Generalități (341)	
7.1.2. Câmpul coercitiv al particulelor fine (342). Efectul anizotropiei. Efectul dimensiunii. Efectul rotației incoerente a magnetizației spontane. Efectul interacțiunilor	

7.1.3. Diagramele lui Preisach (357): Funcția de distribuție a particulelor după valorile cimpurilor critice. Interpretarea proceselor de magnetizare pe diagrama lui Preisach. Interpretarea legilor lui Rayleigh	
7.1.4. Efectul fluctuațiilor termice asupra magnetizării particulelor fine (369): Timpul de relaxare al magnetizării particulei. Variația termică. Proprietățile magnetice ale unui ansamblu de particule cu timpi de relaxare diferiți. Diagramele lui Néel. Interpretarea proceselor de magnetizare remanentă pe baza diagramelor lui Néel. Fenomenul de viscozitate magnetică.	
7.2. Proprietățile magnetice ale straturilor subțiri feromagnetice	384
7.2.1. Generalități (384): Magnetizarea spontană. Structura de domenii. Anizotropia magnetică.	
7.2.2. Procese de magnetizare în păturile subțiri (387)	
7.2.3. Efectul Procopiu (391)	
Bibliografie Capitolul VII	397

Secțiunea a II-a

ANTIFEROMAGNETISMUL

CAPITOLUL VIII. ASPECTE FENOMENOLOGICE ALE ANTIFEROMAGNETISMULUI

8.1. Variația termică discontinuă a susceptibilității magnetice	399
8.2. Discontinuitatea proprietăților fizice la temperatura Néel	400
8.3. Structura substanțelor antiferomagnetice	401
8.4. Anizotropia monocristalelor antiferomagnetice	404

CAPITOLUL IX. TEORIA ANTIFEROMAGNETISMULUI

9.1. Antiferomagnetismul în aproximația cimpului molecular	406
9.2. Comportarea antiferomagneticilor la temperaturi înalte în faza paramagnetică	408
9.3. Temperatura Néel. Comportarea antiferomagnetică	411
9.4. Susceptibilitatea antiferomagneticilor sub temperatura Néel în cimpuri slabe	413
9.5. Susceptibilitatea în cimpuri puternice	416
9.6. Magnetismul	418

CAPITOLUL X. STRUCTURI ANTIFEROMAGNETICE

10.1. Structuri helimagnetice. Helimagnetism	420
10.1.1. Aspecte fenomenologice (420)	
10.1.2. Condiții de stabilitate a structurii helimagnetice (421)	

10.2. Feromagnetismul slab	423
10.2.1. Aspecte fenomenologice (423)	
10.2.2. Originea feromagnetismului slab (424)	
Bibliografie Capitolele VIII, IX și X	427

Secțiunea a III-a

FERIMAGNETISMUL

CAPITOLUL XI. ASPECTE FENOMENOLOGICE ALE FERIMAGNETISMULUI

11.1. Structura cristalelor ferimagnetice	430
11.1.1. Structura cristalină (430)	
11.1.2. Structura de tip spinel (433)	
11.2. Proprietățile magnetice ale ferimagneticilor spinelici	438
11.2.1. Structura magnetică. Magnetizația de saturație (438)	
11.2.2. Variația termică a magnetizației spontane și a susceptibilității (443)	
11.3. Proprietățile magnetice ale oxizilor cu structura de granat	448

CAPITOLUL XII. TEORIA FERIMAGNETISMULUI

12.1. Ferimagnetismul în aproximația cimpului molecular	453
12.2. Comportarea ferimagneticilor la temperaturi înalte (faza paramagnetică)	455
12.3. Comportarea ferimagneticilor la temperaturi joase sub temperatura de ordonare T_N	457
12.4. Ferimagnetismul triunghiular	466
12.5. Variația termică a magnetizației în cazul structurilor triunghiulare	474
Bibliografie Capitolele XI și XII	483

BIBLIOGRAFIE GENERALA

- BECKER, R., DORING, W., Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin, 440 p., (1939)
- BOROVIK, B.C., MILNER, A.C., EREMENKO, B.B., Lectii po magnetizmu, Univ. Harkov, 247 p., (1972)
- BURZO, E., Fizica fenomenelor magnetice, Ed.Acad.RSR, Bucuresti, vol. I, 307 p., (1979), vol.II 368 p., (1981), vol.III 575 p., (1983)
- BURZO, E., Magneți permanenți, Ed.Acad.RSR, Bucuresti, vol.I, 382 p., (1986)
- CEDEGHIAN, S., Ferite, Ed.Tehnică, Bucuresti, 512 p., (1966)
- CHIKAZUMI, S., Physics of Magnetism, J.Wiley and Sons, New York, 554 p., (1964)
- CISMAN, A., Fenomene fizice in metale feromagnetice, Ed.Acad.RSR, Bucuresti, 150 p., (1965)
- CRISAN, M., Teoria cuantică a magnetismului, Ed.Dacia, Cluj-Napoca, 109 p., (1977)
- DURAND, E., Magnetostatique, Masson Paris, 673 p., (1968)
- HERPIN, A., Theorie du magnétisme, Presses Univ.France, 882 p., (1968)
- KNELLER, S., Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin, 792 p., (1962)
- KRUPICJKA, S., Fizika ferritov, Mir, Moskva, vol.I, 353 p., (1976), vol.II 504 p., (1976)
- NICULA, A.I., Rezonanța magnetică, Ed.Did. și Ped., Bucuresti, 261 p., (1980)
- SLICHTER, G.H.P., Osnovî teorii magnitnaia rezonansa, Mir, Moskva, 324 p., (1967)
- URSU, I., Rezonanța electronică de spin, Ed.Acad.RSR, Bucuresti, 493 p., (1965)
- URSU, I., Rezonanța magnetică în compuși cu uraniu, Ed.Acad.RSR, Bucuresti, 237 p., (1979).
- VONSOVSKIJ, S.V., Magnetismul, Ed.St. și Enciclopedică, Bucuresti, 1391 p., (1981).
- WILLIAMS, D.E.C., The Magnetic Properties of Matter Longmans, London, 232 p., (1966).